

Absolute Längenmessung prismatischer Körper mit dem beidseitig antastenden Interferometer der PTB

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades
doctor rerum naturalium (Dr. rer. nat.)
im Fach Physik: Spezialisierung: Experimentalphysik
eingereicht an der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Humboldt-Universität zu Berlin

von

Dipl.-Phys. Katharina Skupin

Präsidentin der Humboldt-Universität zu Berlin
Prof. Dr.-Ing. Dr. Sabine Kunst

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
Prof. Dr. Elmar Kulke

Gutachter: 1. Prof. Dr. Achim Peters
2. Prof. Dr. Günter Steinmeyer
3. Prof. Dr. Bernhard Wilhelm Roth

Tag der mündlichen Prüfung: 28.08.2019

Vorwort

Die vorliegende Arbeit ist im Rahmen meiner Tätigkeit als Doktorandin in der „Physikalisch-Technischen Bundesanstalt“ (PTB) im Fachbereich 5.4 „Interferometrie an Maßverkörperungen“ entstanden und wurde an der „Humboldt Universität zu Berlin“ von Prof. Dr. Achim Peters betreut. Im Folgenden möchte ich all diejenigen Personen erwähnen, die zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben und denen ich von Herzen dankbar bin.

Zunächst gilt mein Dank Dr. René Schödel, der die Betreuung meiner Arbeit an der PTB übernommen hat und mir mit vielen Anregungen und Diskussionen, aber auch ermutigenden Worten zur Seite stand. Auch viele weitere Kollegen der Arbeitsgruppe haben zum Erfolg meiner Arbeit beigetragen. Herrn Dr. Guido Bartl möchte ich für die vielen fachlichen Anregungen danken. Herrn Alexander Walkov gilt mein Dank für die Durchführung der Messungen am PIF und UPIF. Herrn Frank Lechelt und Herrn Hans-Henning Ernst danke ich für die Vorbereitung der Proben. Herrn Dr. Torsten Mai möchte ich für die Bereitstellung des von ihm programmierten Raytracers und die Einarbeitung in dieses Programm, aber auch für die fachlichen Diskussionen, sowie die motivierenden Gespräche danken. Des Weiteren möchte ich allen Mitarbeitern des Fachbereiches für ihre fachlichen Anmerkungen und die angenehme Arbeitsatmosphäre danken, in der ich mich stets wohlfühlt habe.

Prof. Dr. Achim Peters, dem Leiter der Arbeitsgruppe „Optical Metrology“ möchte ich für die Betreuung der Arbeit an der „Humboldt Universität zu Berlin“ danken. Außerdem möchte ich Prof. Dr. Günter Steinmeyer vom „Max-Born-Institut für Nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie“ und Prof. Dr. Bernhard Wilhelm Roth vom „Hannoverschen Zentrum für optische Technologien“ für die schnelle Begutachtung der Arbeit danken.

Besonderer Dank gilt meinen Eltern Manfred und Angelika Rau, die mich während meines gesamten Werdegangs stets unterstützt haben. Ganz besonders möchte ich auch meinem Mann Christian Skupin für die aufgebrachte Geduld, die unermüdliche Motivierung und den Rückhalt danken, aber auch für sein stets offenes Ohr.

Hildesheim, April 2020

Katharina Skupin

Abstract

The present thesis addresses the setup, the characterization and first results of absolute length measurement of PTB's double-ended interferometer. Since the interferometer allows for absolute length measurement of prismatic bodies without the need for wringing the body to a platen, deformation caused by the interaction of the body and the platen is prevented. In comparison with PTB's prototype, the measurement uncertainty has been substantially reduced due to an improved temperature measurement system, a temperature stabilized vacuum chamber, optics of better flatness and cameras with higher resolution. Further reduction of the measurement uncertainty has been achieved by the developed adjustment procedure including an autocollimation scanning and a correction of the influence of wavefront aberrations. Multiple configurations of orientation of the beamsplitter plate wedges were tested to minimize the influence of parasitic interferences.

Comparison measurements against single-ended interferometers on a steel and a filter glass gauge block resulted in deviations of the measured length in the range of 0.4 to 2.6 nm, which is in good agreement with measurement uncertainties. This proves the capability of absolute length measurement of the double-ended interferometer. The weakness of double-ended length measurement became apparent in comparison measurements on silicon gauge blocks. The lengths after correction in terms of roughness and phase change on reflection are significantly shorter than those measured in single-ended interferometers. Furthermore, a reproducible difference of the lengths measured with lasers of two different wavelengths of 4 nm was detected. Those effects are presumably based on material and surface characteristics which seem to have a much stronger impact on the measured length when the sample is not wrung to a platen.

Due to the large contribution of the roughness and the phase change on reflection to the measurement uncertainty, the full potential of the double ended interferometer will unfold for measurements on lengths changes, like measurement of the thermal expansion or long term stability of different materials, for which the influence of the roughness and phase change on reflection can be neglected.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden der Aufbau, die Charakterisierung und erste Vergleichsmessungen des beidseitig antastenden Interferometers vorgestellt, mit dem die absolute Länge prismatischer Körper ohne den Anschlag an eine Referenzplatte gemessen werden kann. Auf diese Weise können Verformungen, die sich aufgrund von Wechselwirkungen eines Endmaßes mit einer angeschobenen Platte ergeben, verhindert werden. Die Messunsicherheit im Vergleich zum Prototypen konnte aufgrund eines verbesserten Temperatursystems, eines temperaturstabilisierten Vakuumkessels, Optiken mit besserer Ebenheit und Kameras größerer Auflösung deutlich reduziert werden. Darüber hinaus tragen das entwickelte Justageverfahren mit einem Autokollimationsscan und eine Korrektur von Wellenfrontaberrationen zu einer reduzierten Messunsicherheit bei. Zur Reduzierung des Einflusses von Störinterferenzen auf die gemessene Probenlänge wurde eine Multimode-Faser eingesetzt und verschiedene Konfigurationen von Ausrichtungen der Keile der Strahlteilerplatten hinsichtlich der auftretenden Störreflexe untersucht.

Vergleichsmessungen an einem Stahl- und einem Filterglasendmaß zeigten mit Differenzen im Bereich von 0,4 bis 2,6 nm im Rahmen der Unsicherheiten konsistente Werte mit den in einseitig antastenden Interferometern gemessenen Probenlängen. Dies zeigt die gute Eignung des beidseitig antastenden Interferometers für absolute Längenmessungen. Vergleichsmessungen an Silizium zeigten jedoch auch Schwächen dieser Art der Längenmessung. Für die beidseitig antastend gemessenen und bezüglich Rauheit und Phasensprung korrigierten Probenlängen ergaben sich für Silizium deutlich kleinere Werte im Vergleich zu den in einseitig antastenden Interferometern gemessenen Längen. Zusätzlich ergab sich eine reproduzierbare Differenz zwischen den mit den Wellenlängen verschiedener Laser gemessenen Längen von etwa 4 nm. Diese Effekte sind vermutlich auf die sich beim beidseitig antastenden Verfahren deutlich stärker auswirkenden Material- und Oberflächeneigenschaften zurückzuführen.

Das volle Potential des beidseitig antastenden Interferometers entfaltet sich aufgrund des großen Messunsicherheitsbeitrages der Rauheit und des Phasensprungs bei der Reflexion vor allem bei der Messung von Längenänderungen, wie der thermischen Ausdehnung oder der Langzeitstabilität verschiedener Materialien, für die die Effekte der Rauheit und des Phasensprungs eine vernachlässigbare Rolle spielen.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	vii
Abbildungsverzeichnis	x
Tabellenverzeichnis	xi
1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	9
2.1 Grundlagen der interferenziellen Längenmessung	9
2.2 Endmaße als Längennormale	14
2.3 Abbildende Interferometer zur Längenmessung	16
2.3.1 Einseitig antastende Interferometer	17
2.3.2 Beidseitig antastende Interferometer	21
3 Aufbau und Justage	25
3.1 Aufbau	25
3.1.1 Der Vakuumkessel	28
3.1.2 Die Lasersysteme	30
3.1.3 Kollimator	30
3.1.4 Single-Mode-Faser vs. Multimode-Faser	32
3.1.5 Die Strahlteiler	33
3.1.6 Die Steuerung der Referenzspiegel	34
3.1.7 Das Abbildungssystem	35
3.1.8 Die Probenhalterung	36
3.1.9 Die Temperaturmessung	37
3.2 Justage des Interferometers	39
3.2.1 Grundjustage	40

3.2.2	Feinjustage	42
3.2.3	Überlagerung der umlaufenden Strahlen	44
4	Mess- und Auswerteverfahren	47
4.1	Absolute Längenmessung	50
4.2	Phasenschiebeinterferometrie	51
4.3	Die Zentrumsfindung	56
4.4	Berechnung des Interferenzbruchteils	57
4.5	Das Koinzidenzverfahren	58
4.6	Korrekturen	63
4.6.1	Cosinusfehler und Blendenkorrektur	64
4.6.2	Phasenkorrektur	68
4.6.3	Thermische Längenausdehnung	72
4.6.4	Wellenfrontaberrationen	72
4.7	Die Simulation mit dem Raytracer	73
4.7.1	Überprüfung der Vergleichbarkeit des Raytracers mit dem Experiment	75
5	Messungen und Simulationen	79
5.1	Einfluss der Belichtungszeit auf die Streuung der gemessenen Probenlängen	79
5.2	Einfluss von Störreflexen auf die Längenmessung	80
5.2.1	Ausrichtung der Strahlteilerplatten	81
5.2.2	Auswirkung der Störstrahlen auf die gemessene Proben- länge	86
5.3	Einfluss von Wellenfrontaberrationen auf die gemessene Proben- länge	90
5.3.1	Einfluss der einzelnen optischen Komponenten	93
5.4	Vergleichsmessung mit einseitig antastenden Interferometern . .	103
5.4.1	Messung an schwarzer Glasprobe	104
5.4.2	Vergleichsmessung an Silizium	106
5.4.3	Vergleichsmessung an 30 mm Stahlprobe	113
5.5	Anwendungsbeispiele des beidseitig antastenden Interferometers	116
5.5.1	Messung an Germaniumscheiben	117

6	Bestimmung der Messunsicherheit	121
6.1	Aufstellung der Modellgleichung	122
6.2	Interferometrisch gemessene Weglängendifferenzen	122
6.3	Thermische Effekte	124
6.4	Einfluss der Wellenfrontdeformation	125
6.5	Korrektion des Blendenfehlers	126
6.6	Einfluss der Justage	128
6.7	Eigenschaften des Endmaßes	129
6.8	Phasenkorrektur	130
6.9	Kombinierte Standardunsicherheit	131
7	Diskussion und Ausblick	133
	Anhang	139
A.1	Interferenzkontrast bei einer Dreistrahlinterferenz	139

Abkürzungsverzeichnis

BIPM	Bureau International des Poids et Mesures
BOA	beidseitig optisch antastendes Interferometer
DAkkS	Deutsche Akkreditierungsstelle
GUM	Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement
PIF	Präzisionsinterferometer
PTB	Physikalisch-Technische Bundesanstalt
ROI	'Region of Interest'
SI	Système International d'unités (internationales Einheitensystem)
ULE	Ultra Low Expansion Glass
UPIF	Ultrapräzisionsinterferometer
WF	Wellenfrontfehler

Abbildungsverzeichnis

1.1	Rückführungskette	2
1.2	Twyman Green Interferometer	3
1.3	angeschobenes Endmaß	4
2.1	Präzisionsinterferometer	19
2.2	Ultrapräzisionsinterferometer	20
2.3	Prototyp	22
3.1	Aufbau beidseitig antastendes Interferometer	26
3.2	Verstrebungen und Sandsäcke	27
3.3	Vakuumkessel	29
3.4	Ringstruktur im Interferenzbild	31
3.5	Faserschüttelsystem	33
3.6	Dreiachs-Piezosystem	35
3.7	Probenhalterung gekreuzte Proben	38
3.8	Temperatur-Referenzpunkt	39
3.9	Autokollimationsverfahren	43
4.1	Messablauf	48
4.2	Strahlwege	50
4.3	Phasenverlauf	52
4.4	Interferogramme und Phasentopographie	53
4.5	Phasensprünge	55
4.6	Zentrumsfindung	56
4.7	ROI-Anordnung	58
4.8	Koinzidenzenverteilung	60
4.9	Cosinusfehler angeschobenes Endmaß	63
4.10	Cosinusfehler beidseitig antastende Messung	65

4.11	Längendifferenz rot-grün	67
4.12	Ulbrichtkugel	70
4.13	Längendefinitionen	71
4.14	Probenlänge in Abhängigkeit von Faserposition x	77
4.15	Probenlänge in Abhängigkeit von Faserposition y	78
5.1	Einfluss Belichtungszeit	80
5.2	Strahlverläufe am Strahlteiler	82
5.3	Richtung des Störreflexes	86
5.4	Streifenstruktur durch Störinterferenzen	87
5.5	FFT der Interferogramme	88
5.6	Wellenfrontaberrationen Kollimator	91
5.7	Phasentopographie Leermessung	94
5.8	Wellenfrontfehler Kollimator	95
5.9	Wellenfrontfehler oberer Strahlteiler	96
5.10	Phasentopographien	97
5.11	Wellenfrontfehler linker Strahlteiler	98
5.12	Wellenfrontfehler linker Referenzspiegel	98
5.13	Einfluss der Leermessung durch Temperatur und Proben- position	102
5.14	Filterglasprobe	105
5.15	Siliziumendmaße	108
5.16	messbare Längen Siliziumendmaße	109
5.17	ROI Siliziumendmaße	110
5.18	Halierung für Germaniumscheiben	118
5.19	Vergleich Längen Germaniumscheiben PTB Jenoptik	118
5.20	Probentopographien der Germaniumscheiben	120
6.1	Oberfläche Strahlteiler	125
6.2	Einfluss Nicht-Ebenheit und Nicht-Parallelität	130

Tabellenverzeichnis

4.1	Blendenkorrektur	68
5.1	Konfigurationen von Keilausrichtungen	83
5.2	Abstände der Störstreifen	87
5.3	Reflexion und Transmission	89
5.4	Längenänderung durch Störstrahlen	90
5.5	korrigierte Endmaßlängen	100
5.6	gemessene Länge Filterglasprobe	105
5.7	Ergebnisse Siliziumendmaße	111
5.8	Korrektur	112
5.9	Vergleich gemessene Längen UPIF und BOA	113
5.10	optische Konstanten Endmaßstahl	114
5.11	Ergebnisse Rauheitsmessung Stahleindmaß	114
5.12	Vergleich gemessene Länge Stahl UPIF BOA	115
6.1	Sensitivitätskoeffizienten Koinzidenzenfindung	123
6.2	Unsicherheiten Koinzidenzenfindung	123
6.3	Sensitivitätskoeffizienten thermische Effekte	125
6.4	Sensitivitätskoeffizienten Blendenkorrektur	127
6.5	Sensitivitätskoeffizienten Justage	129
6.6	Übersicht Unsicherheitsbeiträge	132

Kapitel 1

Einleitung

Die Aufgaben des nationalen Metrologieinstitutes, der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB), umfassen neben der Darstellung der SI-Einheiten auch deren Weitergabe an die Gesellschaft und die Industrie zum Beispiel über die Kalibrierung verschiedener Maßverkörperungen und Messgeräte. Ein Themengebiet befasst sich dabei mit der Länge prismatischer Körper, die über zwei parallele Messflächen definiert sind. Die am meisten verbreiteten und genauesten Maßverkörperungen zur Weitergabe der SI-Einheit Meter stellen immer noch sogenannte Parallelendmaße dar. Die üblicherweise aus verschleißfestem Stahl gefertigten Werkstücke besitzen eine Quaderform mit parallelen Messflächen mit außerordentlich guten Oberflächeneigenschaften bezüglich der Rauheit und Ebenheit. Andere weniger verbreitete Materialien für Parallelendmaße sind zum Beispiel Keramik und Silizium. Die Weitergabe der Länge erfolgt entlang einer in Abbildung 1.1 dargestellten pyramidenförmigen Rückführungskette. Die an der PTB interferometrisch kalibrierten Endmaße verkörpern die Länge am genauesten und bildet deshalb die Spitze der Rückführungskette. Diese Endmaße werden an anderen nationalen Metrologieinstituten und bei der DAkkS (Deutsche Akkreditierungsstelle) verwendet, um damit eine Vielzahl weiterer Endmaße zu kalibrieren. Mit diesen Endmaßen wiederum werden auf der nächsten Stufe etliche weitere Endmaße kalibriert und damit weitere Messmittel, um am Ende der Rückführungskette in der Qualitätssicherung der Fertigung die Maßhaltigkeit sicherzustellen. Mit jeder Stufe der Pyramide vergrößert sich die Unsicherheit der Kalibrierungen. Ein solches Stufensystem ist aber notwendig, um die vollständige Rückführung von Maßverkörperungen auf die SI-Einheit Meter zu ermöglichen.

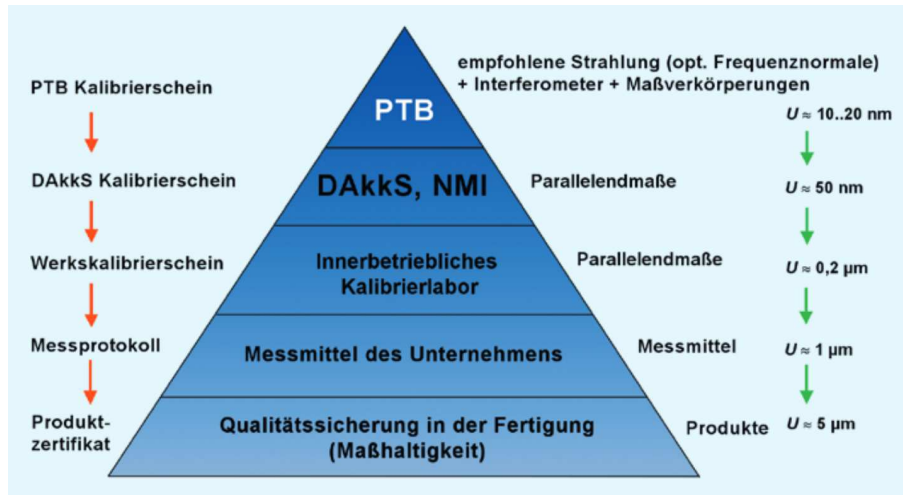


Abbildung 1.1: Rückführungskette für die SI Basiseinheit Meter [Sch16]

Dieser Rückführungskette sind die hohen Anforderungen der Unsicherheit der Kalibrierungen an der Spitze der Pyramide geschuldet. Um die benötigten Messunsicherheiten zu erreichen wird die Länge der Parallelendmaße mittels optischer Interferometrie gemessen. Zwar ist der Meter als Strecke definiert, die Licht im Vakuum während einer Dauer von $1/299792458$ Sekunden zurücklegt [BIP06], die Längenmessung über eine solche direkte Laufzeitmessung eignet sich jedoch nur für große Entfernungen wie zum Beispiel in der Astronomie oder der Entfernungsmessung mit Tachymetern in der Geodäsie. In der Interferometrie erfolgt die Laufzeitmessung indirekt über die Messung der Differenz Δz verschieden langer optischer Wegstrecken entlang des Probenarmes und des Referenzarmes im Interferometer. Diese lässt sich über den gemessenen Phasenunterschied $\Delta\phi$ und die zur Messung verwendete Wellenlänge λ bestimmen. Die Wellenlänge wiederum lässt sich über die Frequenz f des verwendeten Lichtes und die Lichtgeschwindigkeit c darstellen. Die Frequenz in Verbindung mit dem ermittelten Phasenunterschied dividiert durch 2π ergibt eine Zeitdifferenz Δt , so dass gilt

$$\Delta z = \frac{\Delta\phi}{2\pi} \lambda = \frac{\Delta\phi}{2\pi} \frac{1}{f} c = c \Delta t. \quad (1.1)$$

In der abbildenden interferometrischen Längenmessung, die üblicherweise für prismatische Körper eingesetzt wird, ergeben sich zwei verschiedene Wegdifferenzen, aus denen die Probenlänge ermittelt werden kann. Aufgrund des Probenkörpers im Probenarm, der nur einen Teil des Strahlquerschnitts einnimmt, wird ein Teil des Lichts nicht mehr am Ende des Probenarmes, sondern

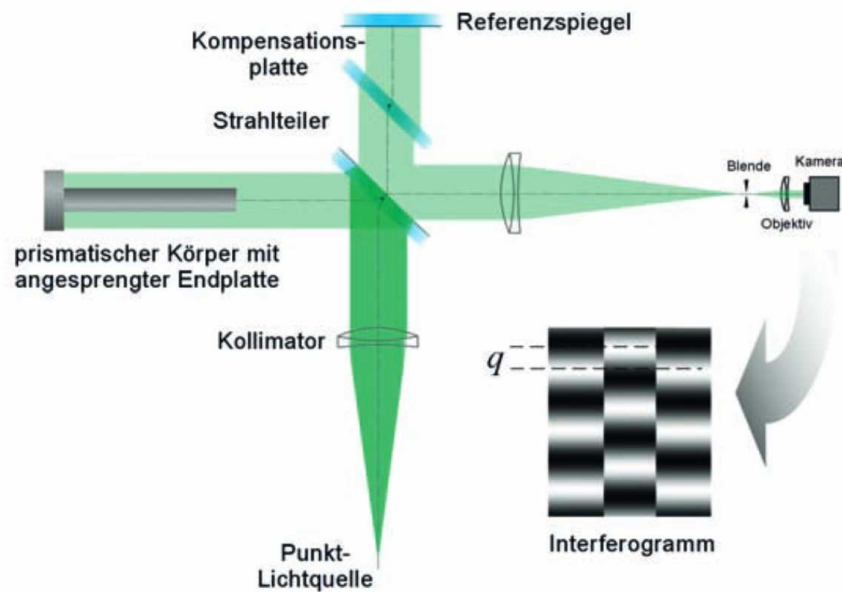


Abbildung 1.2: Aufbau eines Twyman Green Interferometers zur Längenmessung von Endmaßen [Sch16]

bereits an der Frontfläche der Maßverkörperung reflektiert. Dadurch ergeben sich im Bezug zum Referenzarm verschiedene Weglängendifferenzen für verschiedene Bereiche im Strahlquerschnitt, aus dessen Differenz die Probenlänge bestimmt werden kann. Üblicherweise werden für solche interferometrischen Längenmessungen Twyman Green Interferometer [Sch12],[Bön01a], [Lew93], [Dec97a], [Dec03] verwendet. Der Aufbau eines Twyman Green Interferometers ist in Abbildung 1.2 dargestellt. Von einer Punktlichtquelle ausgehend trifft das Licht nach dem Passieren eines Kollimators auf einen Strahlteiler, an dem ca. die Hälfte der Intensität reflektiert wird und zum Probenarm gelangt, wo es vom prismatischen Körper und einer an ihn angeschobenen planen Endplatte (auch bezeichnet als Anschubplatte) zurückreflektiert wird. Die andere Hälfte gelangt zum Referenzspiegel, wird dort reflektiert und trifft wieder auf den Strahlteiler. An diesem wird das Licht aus den zwei verschiedenen Interferometerarmen wieder überlagert und mittels eines Linsensystems auf eine Kamera abgebildet. Durch die abbildende Interferometrie und den großen Strahldurchmesser ist es möglich, mit einer Messung zwei verschiedene Interferenzen zu messen. Im mittleren Bereich des Strahlquerschnittes interferiert der an der Probe reflektierte Teil des Strahls mit dem Referenzstrahl, wie im Interferogramm in Abbildung 1.2 zu sehen. Im äußeren Bereich interferiert der

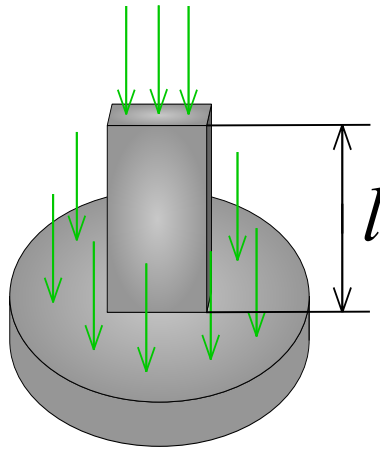


Abbildung 1.3: Endmaß mit Anschubplatte

an der Platte reflektierte Strahl mit dem Referenzstrahl. Indirekt wird damit der Wegunterschied zwischen dem an der Vorderfläche des Endmaßes und dem an der Anschubplatte reflektierten Licht gemessen. Der Streifenversatz q zwischen den beiden Bereichen im Interferogramm gibt Informationen über die Länge der Probe.

Da jedoch bei dieser Art der interferometrischen Längenmessung nur die Vorderfläche des Endmaßes dem Strahl zugewandt ist, ist es notwendig, das Endmaß an eine Planplatte anzufügen, um eine Referenz für die Position der Endmaßrückfläche zu erhalten, wie in Abbildung 1.2 und 1.3 zu sehen. Dieser Vorgang wird als Anschub oder Ansprenge bezeichnet und basiert auf Adhäsionskräften aufgrund von Van-der-Waals-Kräften zwischen den Atomen und Molekülen, die infolge der hohen Ebenheit und geringen Rauigkeit der Endmaßflächen und der Platte wirken können. Die Höhe der entstandenen Stufe der Vorderfläche des Endmaßes zur Vorderfläche der Platte kann dann interferometrisch gemessen werden. Nach DIN EN ISO 3650 ist die Länge eines Endmaßes als senkrechter Abstand zwischen einem Punkt auf der Frontfläche des Endmaßes und der ebenen Fläche einer an die Probe angeschobenen Planplatte definiert. Die durch den Anschub der Probe an die Platte auftretenden Wechselwirkungen können zu Verformungen der angeschobenen Endmaßfläche oder der Platte führen, die sich wiederum fehlerhaft auf die Längenmessung auswirken können [Tit03]. Mit fortschreitender Reduzierung der Messunsicherheit ist die interferometrische Längenmesstechnik mittlerweile in einem Bereich angekommen, in welchem die Reproduzierbarkeit der Anschübe der Proben-

körper an die Platten und die Wechselwirkung zwischen der Platte und dem Probenkörper zu begrenzenden Faktoren in der weiteren Reduzierung der Messunsicherheit werden. Auch gibt es Probenformen oder Materialien die keinen Anschub ermöglichen (siehe z.B. Kapitel 5.5.1). Aus diesen Gründen setzen viele Metrologieinstitute und Forschungseinrichtungen zusätzlich auf die Entwicklung beidseitig optisch antastender Interferometer ([Buc12], [Dor72], [Can51], [Har59], [Ish98b], [Kha99], [Ren08]) oder wandeln einseitig antastende Interferometer durch einfache Ergänzungen eines Retroreflektors mit zwei ([Lew93]) oder drei zueinander senkrecht stehenden Spiegeln ([Las15]) in beidseitig antastende Interferometer um. In einem solchen Interferometer wird die gleichzeitige Messung der Probe von beiden Seiten ermöglicht, so dass auf einen Anschub der Probe an eine Platte verzichtet werden kann. Diese Interferometer sind zum Teil nur für Vergleichsmessungen mit anderen Maßverkörperungen oder zur Messung von Längenänderungen, z.B. der thermischen Ausdehnung von Körpern, gedacht. Fast alle dieser beidseitig antastenden Interferometer haben nur einen einzelnen Detektions- bzw. Abbildungsarm gemein. Eine Sonderstellung nimmt hier das Interferometer von Kuriyama [Kur06] ein, das über zwei getrennte Abbildungsarme beide Probenflächen gleichzeitig scharf abbilden kann.

Auch in der PTB soll im Rahmen dieser Arbeit ein beidseitig antastendes Interferometer aufgebaut werden, das sowohl die absolute Längenmessung der Probe als auch die Topographiemessung ermöglicht. Dazu wurde in der Vergangenheit bereits ein Prototyp des beidseitig antastenden Interferometers in der PTB aufgebaut [Abd10], [Abd12b], [Abd12a], um die grundsätzliche Funktionsweise eines solchen Interferometers zu überprüfen. Um der abbildenden Interferometrie gerecht zu werden, wurde ein Interferometeraufbau nach dem Vorbild von Kuriyama [Kur06] gewählt, der möglichst wenige Optiken enthält, die zu Verformungen der Wellenfront führen können und in dem zwei getrennte Abbildungsarme beide Probenflächen gleichzeitig scharf abbilden können. Im Gegensatz zum Interferometer von Kuriyama werden jedoch zwei verschiedene iodstabilisierte Laser zum Messen eingesetzt, wodurch sich die erforderliche Genauigkeit eines Vorwertes der Länge zur Bestimmung der ganzzahligen Interferenzordnung (siehe Kapitel 2.1) deutlich reduziert und sich das System somit auch für die absolute Längenmessung eignet.

Die Schwierigkeiten bei der Nutzung beidseitig antastender Interferometer liegen zum einen in dem aufwändigeren Aufbau, der insbesondere die Justage

deutlich komplizierter gestaltet. Durch zusätzliche Optiken wird die Qualität der Wellenfront beeinträchtigt und zusätzliche Störreflexe werden eingebracht. Zum anderen weicht die mit einem beidseitig antastenden Interferometer gemessene Probenlänge ohne Berücksichtigung von Korrekturen von der in einseitig antastenden Interferometern gemessenen Länge ab, da bei der Reflexion am Probenkörper ein Phasensprung auftritt, der für die beidseitige Messung für beide Endmaßflächen additiv berücksichtigt werden muss, während sich für die Messung angeschobener Endmaße nur die Differenz der Phasensprünge an Probe und Platte auswirkt.

Der Prototyp des beidseitig antastenden Interferometer wurde in ein Gehäuse zur Verringerung von Luftzirkulationen eingesetzt, war aber noch nicht temperaturstabilisiert und evakuierbar. Des Weiteren sind viele Fragen bezüglich der erreichbaren Messunsicherheit, des Einflusses durch Störstrahlen und der Einwirkung durch Wellenfrontaberrationen der verwendeten Komponenten auf die Längenmessung offen geblieben. Diese Effekte werden im Rahmen dieser Arbeit mit einem neuen in einen Vakuumkessel integrierten beidseitig antastenden Interferometer, im folgenden BOA genannt, untersucht. Ziel dieser Arbeit ist der Aufbau und die Charakterisierung dieses Interferometers. Um die Messunsicherheit gegenüber dem Prototypen zu reduzieren, werden für das BOA einerseits bessere und zusätzliche Komponenten eingesetzt, zum anderen soll durch Untersuchungen verschiedener Einflussfaktoren eine genauere Kenntnis der Vorgänge im Interferometer erreicht werden, die ebenfalls zu einer Reduzierung der Messunsicherheit führen kann. So werden im BOA beispielsweise Optiken besserer Qualität und Ebenheit verwendet. Da die Temperatur einen großen Einfluss auf die gemessene Probenlänge besitzt, wird außerdem ein an ein Umwälzthermostat angeschlossenes Schlauchsystem verwendet, um eine Temperaturstabilisierung der Vakuumkammer zu realisieren, wodurch sich auch ein besseres Temperaturgleichgewicht im Inneren der zu messenden Probe einstellen kann, was wiederum in Kombination mit einem gegenüber dem Prototypen verbesserten Temperaturmesssystem die Messunsicherheit reduzieren kann. Für die korrekte Messung der Probenlänge ist außerdem die Justage der verschiedenen Strahlengänge im Interferometer von großer Bedeutung, weshalb für das BOA ein neues Justagekonzept entwickelt wurde. Durch die vielen verschiedenen Strahlwege im Interferometer und die größere Anzahl an Strahlteilern im Vergleich zu einseitig antastenden Interferometern besteht ein höheres Potential der Einwirkung von Störinterferenzen

auf die gemessene Probenlänge. Um diesen Einfluss weitestmöglich zu reduzieren wurden deshalb für verschiedene Kombinationen der Ausrichtungen der Strahlteilerplatten mittels Raytracer Software Störreflexuntersuchungen vorgenommen. Da sich insbesondere für abbildende Interferometer Wellenfrontaberrationen merklich auf die gemessene Probenlänge auswirken können, soll im Rahmen dieser Arbeit außerdem ein Korrekturverfahren für die trotz der verbesserten optischen Komponenten verbleibenden Wellenfrontaberrationen entwickelt werden. Da keine absolute Referenz für die Längenmessung mit deutlich geringeren als den für das BOA angestrebten Genauigkeiten existiert, werden zur Überprüfung der korrekten Funktionsweise des Interferometers und der damit verbundenen Auswertelgorithmen Vergleichsmessungen an prisma-tischen Körpern verschiedener Materialien mit den in der PTB verwendeten einseitig antastenden Interferometern durchgeführt und die gemessenen Längen im Rahmen ihrer Unsicherheiten miteinander verglichen.

Kapitel 2 dieser Arbeit befasst sich mit den theoretischen Grundlagen der Interferometrie und den Endmaßen als Längennormale. Die bereits vorhandenen, für die Vergleichsmessungen verwendeten einseitig antastenden Interferometer, sowie der bereits vorhandene Prototyp des beidseitig antastenden Interferometers werden vorgestellt und die Unterschiede zwischen einseitig und beidseitig antastenden Interferometern herausgestellt.

In Kapitel 3 wird der Aufbau des beidseitig antastenden Interferometers vorgestellt, dessen grundsätzliche Form der des Prototypen entspricht, aber durch eine Vielzahl ausgetauschter Komponenten und hinzugefügter Verfahren eine genauere Längenmessung unter stabileren Bedingungen ermöglichen soll. Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Justageschritte, die für eine korrekte Längenmessung erforderlich sind, werden erläutert.

Neben der Beschreibung des Messvorganges am BOA und der verschiedenen bereits von anderen abbildenden Interferometern bekannten Auswerteschritte, die zur Ermittlung der Probenlänge notwendig sind, wird in Kapitel 4 auf die Herausforderungen der Koinzidenzenfindung bei der im BOA verwendeten Wellenlängen eingegangen und der durch schräg zur Probe verlaufende Strahlen bedingte Cosinusfehler hergeleitet, der im Vergleich zu einseitig antastenden Interferometern deutlich komplexer ausfällt. Außerdem wird das für die theoretischen Untersuchungen verwendete Raytracingprogramm vorgestellt.

In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der am beidseitig antastenden Interferometer durchgeführten Messungen sowohl zur Charakterisierung des Systems als

auch zur Vergleichbarkeit mit anderen Interferometern vorgestellt. Der Einfluss von Störreflexen und Wellenfrontaberrationen auf die gemessene Probenlänge wird untersucht.

Kapitel 6 befasst sich mit einer Abschätzung der Messunsicherheit des beidseitig antastenden Interferometers.

Eine Diskussion der erhaltenen Ergebnisse und ein Ausblick ist in Kapitel 7 zu finden.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Grundlagen der interferenziellen Längenmessung

Die interferenzielle Längenmessung stellt die momentan genaueste Methode zu Längenmessung dar und basiert auf dem Vergleich einer Körperlänge oder einer mechanischen Verschiebung mit einer bekannten Wellenlänge. Vom Einsatz des ersten Interferometers zur Weglängenmessung 1887 im Rahmen des Michelson-Morley-Experimentes [Mic81] bis zum Einsatz in Kalibrierbetrieben zur Längenmessung von prismatischen Körpern war es ein weiter Weg. Obwohl Michelson bereits 1887 ein optisches Interferometer verwendete, um die Eigenschaften des “Äther“ zu untersuchen, der als Medium der Lichtausbreitung vermutet wurde, setzte sich der Zusammenhang zwischen Länge und Wellenlänge erst 1960 durch, als das “Urmeter“ als Primärnormal für die Länge durch die Referenzierung auf eine bekannte Wellenlänge abgelöst wurde. Die aktuelle Definition des Meters über die Lichtgeschwindigkeit, die 1983 eingeführt wurde, bildet den Grundstein für die heutzutage genutzte interferentielle Längenmessung. Diese Definition besagt, dass ein Meter derjenigen Strecke entspricht, die Licht im Vakuum während $1/299792458$ Sekunden zurücklegt [BIP06]. Laufzeitmessungen von Licht eignen sich jedoch nur ausreichend große Längen wie in der Astronomie oder der Geodäsie. Endmaße und andere prismatische Körper werden deshalb mittels optischer Interferometrie vermessen.

Das elektrische Feld einer Lichtwelle lässt sich schreiben als

$$E(z, t) = A \cos(\phi) = A \cos(\omega t - k(z - z_0) - \delta_0) \quad (2.1)$$

mit der Amplitude A , der Phase ϕ , der Kreisfrequenz ω , der Wellenzahl $k = 2\pi/\lambda$, der zurückgelegten Wegstrecke $z - z_0$ und der Phasenkonstanten δ_0 , die der Startphase zum Zeitpunkt $t = 0$ entspricht. $E(z, t)$ gibt das elektrische Feld zum Zeitpunkt t am Ort z an und variiert sowohl mit der verstrichenen Zeit t als auch mit der zurückgelegten Wegstrecke $z - z_0$. Durch die hohen Frequenzen der Lichtwellen ist es jedoch weder dem menschlichen Auge noch heutigen Messinstrumenten möglich, diese Variation des elektrischen Feldes aufzulösen. Sie können nur den zeitlichen Mittelwert der Lichtleistung pro Flächeneinheit bestimmen. Der Zeitmittelwert des elektrischen Feldes $\langle E^2 \rangle$ ist proportional zur Intensität

$$I \propto \langle E^2 \rangle_t = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\int_0^t (E(t))^2 dt}{t} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\int_0^t A^2 \cos^2(t) dt}{t} = \frac{A^2}{2}, \quad (2.2)$$

die an einer festen Position über ein gewisses Zeitintervall $[0, t]$ detektiert wird. Für relativ zur Frequenz des Lichtes gesehen große Belichtungsdauern der Kamera oder Messintervalle von Detektoren im Bereich von ms ergibt sich für die Intensität das zeitlich konstante halbe Amplitudenquadrat der Lichtwelle unter Berücksichtigung von $\langle \cos^2(t) \rangle_t = \frac{1}{2}$. Sämtliche Informationen zur Phase bzw. der zurückgelegten Wegstrecke der Lichtwelle mitteln sich heraus. Phaseninformationen können nur aus der Überlagerung zweier kohärenter Wellenzüge gewonnen werden. Kohärenz beschreibt die Interferenzfähigkeit von Wellenfeldern und gibt an, über welchen Zeitraum bzw. über welche Strecke zwei Teilwellen eine feste Phasenbeziehung $\phi_2 - \phi_1 = \text{const.}$ zueinander aufweisen [Mes08].

Das resultierende elektrische Feld aus der Überlagerung zweier kohärenter Wellen nach der Form (2.1) ist die Summe der Einzelfelder

$$E(z, t) = E_1(z, t) + E_2(z, t). \quad (2.3)$$

Für die Intensität I ergibt sich

$$\begin{aligned} I &\propto \langle (E_1(z, t) + E_2(z, t))^2 \rangle_t \\ &\stackrel{(2.2)}{=} \frac{1}{2} A_1^2 + \frac{1}{2} A_2^2 + \langle 2E_1(z, t)E_2(z, t) \rangle_t \\ &= I_1 + I_2 + 2A_1 A_2 \langle \cos(\phi_1) \cos(\phi_2) \rangle_t \\ &= I_1 + I_2 + 2A_1 A_2 \left\langle \frac{1}{2} (\cos(\phi_1 - \phi_2) + \cos(\phi_1 + \phi_2)) \right\rangle_t \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &= I_1 + I_2 + A_1 A_2 \langle (\cos(\omega t - k(z_1 - z_0) - \delta_1) - (\omega t - k(z_2 - z_0) - \delta_2)) \\
 &\quad + \cos(\omega t - k(z_1 - z_0) - \delta_1 + \omega t - k(z_2 - z_0) - \delta_2)) \rangle_t \\
 &= I_1 + I_2 + \sqrt{2I_1} \sqrt{2I_2} \left\langle \underbrace{(\cos(k(z_2 - z_1) + \delta_2 - \delta_1))}_{\neq 0} \right. \\
 &\quad \left. + \underbrace{\cos(2\omega t - k(z_1 + z_2 - 2z_0) - \delta_1 - \delta_2))}_{=0} \right\rangle_t \\
 &= \underbrace{I_1 + I_2}_{I_0} + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(k(z_2 - z_1) + \delta_2 - \delta_1) \\
 &= I_0 \left[1 + \underbrace{\frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}}_{\gamma} \cos\left(\underbrace{k}_{\frac{2\pi}{\lambda}}(z_2 - z_1) + \underbrace{\delta_2 - \delta_1}_{=0}\right) \right] \\
 &= I_0 \left[1 + \gamma \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda}(z_2 - z_1)\right) \right] . \tag{2.4}
 \end{aligned}$$

Bei der zeitlichen Mittelung über die Cos-Funktion hebt sich der Anteil mit einer t -Abhängigkeit heraus. Der zeitunabhängige Anteil bleibt bestehen und führt zu einem mit der Weglängendifferenz $z_2 - z_1$ variierendem Interferenzglied das zur Anfangsintensität I_0 hinzuaddiert wird. Bei der interferometrischen Längenmessung stammen die kohärenten Wellenzüge nicht aus zwei getrennten Lichtquellen, sondern werden durch Aufspalten eines Wellenzuges mit einem Strahlteiler erzeugt, weshalb gilt $\delta_2 = \delta_1$. Der Faktor γ des Interferenzgliedes beschreibt den Interferenzkontrast bzw. die Visibilität und kann Werte von 0 bis 1 annehmen. $\gamma = 1$ steht für vollständig kohärente Wellen. Je nach Weglängenunterschied $z_2 - z_1$ kann die Intensität auf $2I_0$ ansteigen, sich komplett auslöschen oder jeden dazwischenliegenden Zustand annehmen. Interferenzeffekte sind für $\gamma = 1$ besonders ausgeprägt sichtbar. Für Wellenzüge mit geringerer Kohärenz, die auch als partielle Kohärenz bezeichnet wird, oder deutlich verschiedenen Intensitäten I_1 und I_2 , fallen die Intensitätsvariationen in Abhängigkeit der Weglängendifferenz deutlich geringer aus. Für vollständig inkohärente Wellen gilt $\gamma = 0$. Die Gesamtintensität I beträgt konstant I_0 und sämtliche Informationen über die Phase der Wellenzüge gehen verloren.

Das Interferenzglied, das sich für Wellenzüge mit $\gamma > 0$ ergibt, macht es überhaupt erst möglich über die Überlagerung zweier Wellen Informationen zu den Phasen der Wellen zu erhalten. Bei genauer Kenntnis der für die Messungen verwendeten Wellenlänge λ können Informationen über die Differenz der

zurückgelegten Wegstrecke zweier Strahlen gewonnen werden. Dieses Prinzip macht man sich bei der interferometrischen Längenmessung zunutze, indem der Phasenunterschied zweier Wellen bestimmt wird, die verschieden lange Wegstrecken zurückgelegt haben. Diese können z.B. durch eine eingesetzten Probe hervorgerufen werden. Somit basiert die interferometrische Längenmessung auf dem Vergleich einer Körperlänge mit einer möglichst genau bekannten Wellenlänge. Aufgrund der Periodizität der Lichtwelle ist jedoch der Eindeutigkeitsbereich der interferometrischen Längenmessung auf eine halbe Wellenlänge eingeschränkt. Die Länge l eines Körpers lässt sich als Vielfaches der genutzten Wellenlänge in der Form

$$l = \frac{\lambda}{2}(i + q) \quad (2.5)$$

darstellen, wobei $i \in \mathbb{N}$ der ganzzahligen und $q \in \mathbb{R} \mid 0 \leq q \leq 1$ einer gebrochenen Interferenzordnung entspricht, die mit Hilfe der Interferometrie aus dem Phasenunterschied verschiedener Strahlen ermittelt werden kann. Für die Bestimmung der ganzzahligen Interferenzordnung i muss die Länge des zu messenden Körpers zuvor mit einer anderen Messmethode mit annähernd hoher Genauigkeit wie die Interferenzbruchteilmessung selbst gemessen werden, um sicherzustellen, dass auch am Übergang zwischen zwei ganzzahligen Interferenzordnungen die korrekte Interferenzordnung gemessen wird, denn ein Fehler in der Messung von i kann zu einem Fehler der gemessenen Probenlänge von einer halben Wellenlänge führen. Eine deutliche Reduzierung der Anforderungen an die Messgenauigkeit der ganzzahligen Interferenzordnung erreicht man, indem für die interferometrische Längenmessung verschiedene Wellenlängen verwendet werden. Aus den mit verschiedenen Wellenlängen gemessenen Probenlängen kann mit einem sogenannten Koinzidenzverfahren (siehe Kapitel 4.5) die tatsächliche Probenlänge ermittelt werden. Eine weitere Alternative besteht in der Verwendung von Abstands-scannenden Interferometern, die die am Detektor durchlaufenden Signalperioden durch einen kontinuierlich entlang der Messstrecke verfahrenen Spiegel zählen, was gleichzeitig die gebrochene wie auch die ganzzahlige Interferenzordnung liefert, aber insbesondere für größere Probenlänge hohe Ansprüche an die Ausrichtung und die Geradlinigkeit der Verfahrstrecke stellt. Der Faktor $1/2$ in (2.5) ergibt sich aus der Tatsache, dass das Licht aufgrund einer Reflexion die Wegstrecke entlang des Körpers zweifach durchläuft.

Für die Umsetzung der interferometrischen Längenmessung ist die Wahl der Lichtquelle von entscheidender Bedeutung, da sich zum einen die Unsicherheit der Wellenlänge direkt auf die Messung der Probenlänge auswirkt, zum anderen ist die Lichtquelle für die Kohärenz der interferierenden Wellenzüge verantwortlich und bestimmt den Interferenzkontrast. Es wird zwischen räumlicher bzw. örtlicher Kohärenz und zeitlicher Kohärenz unterschieden. Bei zeitlicher Kohärenz liegt eine feste Phasenbeziehung der Wellenzüge zu verschiedenen Zeitpunkten vor. Konventionelle Lichtquellen wie z.B. Glüh- und Halogenlampen erzeugen inkohärentes Licht, da die Aussendung der Wellenzüge statistisch erfolgt. Die einzelnen Wellenzüge besitzen dadurch keine feste Phasenbeziehung zueinander. Auch LEDs erzeugen Licht mit sehr geringer Kohärenz. Anders sieht es bei Lasern aus, die durch stimulierte Emission maximal kohärentes Licht abstrahlen, das über lange Zeiträume hinweg eine konstante Phasenbeziehung beibehält.

Ein weiterer Einflussfaktor auf die Kohärenz ergibt sich aus der Tatsache, dass jede Lichtquelle Licht eines gewissen Frequenz- bzw. Wellenlängenbereiches mit der Halbwertsbreite $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ bezüglich der Intensität emittiert. Neben der zentralen Wellenlänge λ_0 wird Licht vieler weiterer dicht anliegenden Wellenlängen abgestrahlt. Für jede der Wellenlängen ergibt sich aufgrund der verschiedenen relativen Wegdifferenzen $\frac{z-z_0}{\lambda_i}$ im Beobachtungspunkt z eine andere Phase [Ber93]. Während sich für eine Wellenlänge ein Maximum ergibt, tritt für eine andere Wellenlänge der Lichtquelle ein Minimum auf, so dass sich die Interferenzeffekte für diese beiden Wellenlängen auslöschen. Die Weglänge $l_c = z - z_0 = \frac{\lambda_1\lambda_0}{2(\lambda_0-\lambda_1)}$, bei der dieser Effekt für die Wellenlängen λ_0 und λ_1 zum ersten Mal auftritt, wird als Kohärenzlänge bezeichnet [Ber93]. Über die Lichtgeschwindigkeit lässt sich außerdem die Kohärenzzeit $t_c = \frac{l_c}{c}$ definieren, die das Licht braucht um die Kohärenzlänge l_c zurückzulegen. Die Kohärenzzeit entspricht der Lebensdauer eines Wellenpaketes, bevor ein neuer statistischer Emissionsvorgang ein neues Wellenpaket mit anderer Phasenkonstanten erzeugt [Eic15].

Für die interferometrische Längenmessung werden zum Teil Kohärenzlängen von einigen Metern und darüber benötigt, da vor der Überlagerung der verschiedenen Wellenzüge verschieden lange Wegstrecken zurückgelegt werden, über die die konstante Phasenbeziehung erhalten bleiben muss. Hier eignen sich insbesondere Laser als Lichtquellen, die mit Hilfe einer Frequenzstabilisierung Kohärenzlängen bis in den km-Bereich aufweisen [Eic15]. Das Licht einer La-

serquelle wird dann mittels geeigneter Strahlteiler aufgeteilt und nach dem Durchlaufen verschiedener Wegstrecken zur Interferenz gebracht.

Bei räumlicher Kohärenz besitzen die Schwingungen eines Wellenfeldes an verschiedenen Positionen zum selben Zeitpunkt eine konstante Phasenbeziehung zueinander. Räumliche Kohärenz spielt besonders bei ausgedehnten Lichtquellen eine entscheidende Rolle. Die Leuchtfläche einer Lichtquelle lässt sich als aus vielen einzelnen Punkten zusammengesetztes Raster betrachten. Während am Ausgang eines Lasers die verschiedenen Quellpunkte Licht mit einer konstanten Phasenbeziehung aussenden, das Licht also räumlich kohärent ist, entsteht für LEDs, Glühbirnen, Gasentladungslampen oder auch den Ausgang einer beleuchteten Multimode Faser [Yos92] an jedem Quellpunkt ein Wellenzug mit statistischer Phasenkonstanten. Die an verschiedenen Punkten erzeugten Wellenzüge sind völlig inkohärent zueinander und interferieren deshalb nicht [Ber93]. Stellt man sich vor, dass von verschiedenen Quellpunkten Q_1 und Q_2 stammende Wellenzüge jeweils über einen Strahlteiler aufgespalten und später in einem einzigen Punkt P überlagert werden, dann interferieren in diesem Punkt jeweils nur die zwei aus demselben Quellpunkt stammenden Wellenzüge miteinander. Der Wegunterschied der interferierenden Wellenzüge ist für die von verschiedenen Quellpunkten ausgehenden Wellenzüge verschieden. Liegt im Punkt P für die von Quellpunkt Q_1 ausgehenden Wellenzüge ein Interferenzmaximum vor, so ergibt sich im selben Punkt P für die Wellenzüge von Q_2 aufgrund des abweichenden Wegunterschiedes eine geringere Intensität. Im Punkt P werden die Einzelinterferenzen inkohärent überlagert, was eine Abschwächung der Interferenzeffekte bewirkt. Bei einem Wegunterschied von $\lambda/2$ für die Wellenzüge von Q_2 ergibt sich in P ein Interferenzminimum und die beiden Interferenzeffekte der von Q_1 und Q_2 ausgehenden Wellenzüge heben sich komplett gegeneinander auf [Ber93]. Eine Lichtquelle mit zu großer Ausdehnung kann also trotz vorliegender zeitlicher Kohärenz dafür sorgen, dass Interferenzerscheinungen entweder abgeschwächt oder überhaupt nicht sichtbar werden.

2.2 Endmaße als Längennormale

Endmaße gehören bis heute zu den am weitesten verbreiteten und genauesten Maßverkörperungen zur Weitergabe der SI-Einheit Länge an die Industrie und die Gesellschaft. Die quaderförmigen Körper bestehen aus verschleißfestem Ma-

terial, meist Stahl, wie er in metallverarbeitenden Werkstätten eingesetzt wird, aber auch Hartmetall, Glas oder Keramik. Sie besitzen zwei ebene zueinander parallele Messflächen, eine hohe Maßgenauigkeit und können mit sehr kleinen Unsicherheiten kalibriert werden [Dec04b], [Dec04a], [Bön98a]. Durch ihre extrem gute Oberflächenqualität bezüglich Homogenität, Rauheit und Ebenheit können beim Zusammenführen mehrerer Endmaße Adhäsionskräfte durch die zwischen den Molekülen und Atomen wirkenden Van-der-Waals Kräfte entstehen [Pop15]. Somit ergibt sich eine stabile Verbindung mehrerer Endmaße. Auf diese Weise können mit einem Satz Endmaße, der oft aus 103 Teilen besteht, Maßverkörperungen mit Längen zwischen einem und 201 mm in kleinen Abstufungen von 0,005 mm realisiert werden. Diese Idee der Verbindung mehrerer Endmaße mit geläpften Flächen wurde erstmals in der Waffenindustrie 1896 von C. E. Johansson formuliert, da für jede neue Gewehrlänge eine neue Messlehre hergestellt werden musste [Alt48]. In den Vereinigten Staaten wurde diese Idee von Henry Ford aufgenommen und Endmaße als primärer Transfernormale der Länge für die Industrie eingesetzt [Doi95].

Die Länge von Gebrauchs-Endmaßen wird üblicherweise mittels mechanischer Antastung über eine Vergleichsmessung mit einem bekannten Endmaß gemessen. Für den Anschluss an das SI reicht jedoch die erreichbare Messunsicherheit nicht aus. Genauere Messungen sind mit optischer Interferometrie möglich. Da in den verwendeten Twyman-Green-Interferometern jedoch nur eine der Messflächen der Endmaße optisch angetastet werden kann, ist es notwendig, das Endmaß mit der anderen Messfläche an eine Platte anzuschieben, deren Position dann als Referenz für die nicht sichtbare Messfläche dient. Die Verbindung beruht dabei wie auch beim Zusammenfügen zweier Endmaße auf Adhäsionskräften, so dass sich eine stabile Stufe bildet, deren Höhe interferometrisch vermessen werden kann. Dieses Verfahren setzt sehr gute Oberflächenqualitäten des Endmaßes und der Anschubplatte voraus. So sollte eine Anschubplatte eine Rauigkeit von weniger als 10 nm und eine Ebenheitsabweichung von weniger als 30 nm besitzen [Fra10]. Nach der Norm DIN EN ISO 3650 [Int98] ist die Länge eines Endmaßes definiert als senkrechter Abstand eines Punktes auf der Messfläche des Endmaßes zu der Fläche einer Platte mit gleicher Oberflächenbeschaffenheit und aus dem selben Werkstoff, an die die andere Endmaßfläche angeschoben ist. Oft wird auch das Mittenmaß eines Parallelendmaßes angegeben, das die Länge des Endmaßes in der Mitte der freien Messfläche beschreibt. In der PTB interferometrisch kalibrierte Endmaße

dienen als Bezugsnormale in DAkkS akkreditierten Laboratorien für Längenmessung, in nationalen Metrologieinstituten und in anderen Forschungslaboren in Industrie und Lehre. Sie werden für die Rückführung von Längenmessgeräten verwendet und zur Überprüfung von Interferometern der Formmessung und Koordinatenmessgeräten eingesetzt. Wie bereits in Kapitel 1 beschrieben, nimmt die Physikalisch-Technische Bundesanstalt die Spitze der Kalibrierpyramide in Deutschland ein und hat nach dem Einheiten- und Zeitgesetz Gesetz [Ein16] die Aufgabe der Darstellung und Weitergabe der Einheiten. Die Länge eines Endmaßes ist im Kalibrierschein üblicherweise für Standardbedingungen der Umgebungsparameter Temperatur = 20°C und Luftdruck = 101,325 Pa angegeben. Dementsprechend müssen neben der interferometrischen Längenmessung auch die Umgebungsparameter genau gemessen werden. Eine besondere Rolle fällt hier der Temperaturmessung zu. Das meistgenutzte Material, aus dem Endmaße gefertigt werden, ist immer noch Stahl. Dieser besitzt eine vergleichsweise große thermische Ausdehnung im Bereich von $(11,5 \pm 1,0) \cdot 10^{-6} \frac{1}{K}$. Ein Fehler in der Temperaturmessung von nur 1 mK bewirkt deshalb einen Fehler in der Probenlänge von etwa 11,5 nm pro Meter Endmaßlänge.

Endmaße sind nicht perfekt eben. Ihre Länge unterscheidet sich je nach Position auf der Messfläche durch kurzperiodische Oberflächenstörungen wie Welligkeit, Kratzer, Aufwürfe, Korrosion und Eindellung [Fra10]. Um vergleichbare Längen zu messen, wird deshalb stets die Länge für den Mittelpunkt der Messflächen angegeben, was zusätzlich eine genaue Bestimmung dieses Mittelpunktes erfordert. Da es durch Wärmebehandlungen beim Herstellungsprozess zu Gefügeumwandlungen kommen kann, die zu Langzeitinstabilitäten führen können und es in der Handhabung außerdem zu Beschädigungen und Verschleiß kommen kann, empfiehlt es sich Endmaße in regelmäßigen von der Verwendungshäufigkeit und dem Einsatzzweck abhängigen Intervall zu rekalisieren. Ein übliches Intervall für in der PTB durchgeführte Rekalibrierungen liegt im Bereich von drei Jahren.

2.3 Abbildende Interferometer zur Längenmessung

Es gibt eine Vielzahl verschiedener Interferometertypen, die zur Messung von Längen eingesetzt werden können. Bei abstandsscannenden Interferometern

werden während des kontinuierlichen Verfahrens eines Spiegels die im periodischen Intensitätssignal der Interferenz durchlaufenden Interferenzordnungen gezählt. Diese Messmethode dient der Messung von Abständen entlang einer Achse und wird an der PTB z.B. zur Kalibrierung von Entfernungsmessgeräten und Strichmaßen eingesetzt [Wed10].

Zur Messung der Länge von prismatischen Körpern wird jedoch das Verfahren der abbildenden Interferometrie bevorzugt. Dazu wird ein aufgeweitetes paralleles Strahlenbündel verwendet, das deutlich breiter als die Fläche des Probenkörpers ist. Dies ermöglicht die gleichzeitige Messung von verschiedenen Weglängen im Interferometer. Für die Messung von den oben beschriebenen Parallelendmaßen wird nach DIN EN ISO 3650 die Länge l eines Endmaßes als senkrechter Abstand zwischen einem beliebigen Punkt auf der Frontfläche des Endmaßes und der ebenen Fläche der Anschubplatte gemessen, wobei das im Kalibrierschein des Endmaßes angegebene Mittenmaß l_c die Länge im Zentrum der freien Endmaßfläche angibt. Mit abbildenden Interferometern kann aufgrund der angeschobenen Platte von einer Seite der Probe aus sowohl die Position der Vorderfläche als auch der Probenrückfläche ermittelt werden. Interferometer, in denen die Länge von angeschobenen Endmaßen gemessen wird, werden deshalb als einseitig antastende Interferometer bezeichnet.

2.3.1 Einseitig antastende Interferometer

Eines der in der PTB verwendeten einseitig antastenden Interferometer zur absoluten Längenmessung prismatischer Körper ist das in Abbildung 2.1 gezeigte *Präzisionsinterferometer* (PIF). Es ist in einer quaderförmigen temperaturstabilisierten Vakuumkammer untergebracht und ermöglicht sowohl die Messungen in Vakuum, als auch unter Luftbedingungen. Dazu ist parallel zur Probe eine Refraktometerzelle untergebracht, mit Hilfe derer die Luftbrechzahl unter den aktuell vorherrschenden Umgebungsbedingungen ermittelt werden kann. Zur Messung werden drei stabilisierte Laser verwendet: ein Diodenlaser mit 780 nm (stabilisiert auf Hyperfeinstrukturlinie von Rubidium), ein He-Ne Laser mit 633 nm (I_2 -stabilisiert) und ein frequenzverdoppelter Nd:YAG Laser bei 532 nm (ebenfalls I_2 -stabilisiert), die abwechselnd in eine 200 μm Multimode-Faser eingekoppelt werden, deren Faserausgang als Lichtquelle des Interferometers genutzt wird. Um trotz der Multimode Faser eine im zeitlichen Mittel gleichmäßige Ausleuchtung des Interferometers zu erzeugen, wird die Faser, ähnlich

wie in Abschnitt 3.1.4 beschrieben, geschüttelt. Mit einem Kollimator mit 600 mm Brennweite wird ein paralleles Strahlenbündel erzeugt, das am Strahlteiler in der Intensität in zwei verschiedene Strahlenbündel aufgeteilt wird. Das in Richtung der Probe laufende Strahlenbündel wird zum Teil an der Frontfläche der Probe, an der an der Probe angeschobenen Platte und zum Teil nach dem Passieren der Refraktometerzelle an einem Spiegel reflektiert und gelangt zurück zum Strahlteiler, wo er mit dem von Referenzspiegel in sich zurückreflektierten Strahlenbündel überlagert wird. Das Referenzstrahlenbündel passiert dabei eine Kompensationsplatte, deren Kippung die Phasenschritte für die Phasenschiebeinterferometrie (siehe 4.2) einstellt. Die überlagerten Strahlenbündel gelangen über einen Ausgangskollimator und eine weitere Linse auf die 16-Bit CCD-Kamera, die die Interferogramme aufzeichnet.

Zur präzisen Justage des Interferometers wird ein sogenanntes Autokollimationsverfahren eingesetzt [Sch04a]. Für verschiedene in der Fokusebene des Eingangskollimators liegende Positionen des Faserendes wird das vom Referenzspiegel in den Faserausgang zurückgeworfene Licht detektiert, das eine größere Intensität im Vergleich zu an der Probenfläche reflektierten Lichts besitzt. Aus dem entstehenden Raster der Rückreflexsignale in Abhängigkeit der Position des Faserendes wird die Position mit maximaler in die Faser rückgekoppelter Intensität bestimmt. Der Strahl trifft in dieser Einstellung genau senkrecht auf den Referenzspiegel. Wird die Probe im Anschluss so ausgerichtet, dass sich auf der Kamera eine streifenlose Interferenz ergibt, wird der senkrechte Einfall des Strahlenbündels auf die Probenfläche bzw. ein parallel zur Probenachse ausgerichteter Strahlverlauf sichergestellt, der Voraussetzung für eine korrekte Längenmessung ist. Schräg zur Probe verlaufende Strahlen bedingen eine zu kurz gemessene Probenlänge. Das PIF ermöglicht Messungen der Änderung der absoluten Länge mit Unsicherheiten im Bereich von sub-nm und damit die hochgenaue Bestimmung der thermischen Ausdehnung und der Langzeitstabilität des Probenmaterials [Sch08].

Das in Abbildung 2.2 zu sehende *Ultrapräzisionsinterferometer* (UPIF) der PTB stellt eine Weiterentwicklung des PIF dar [Sch12]. Der runde Querschnitt des Vakuumkessels sorgt für eine bessere Temperaturverteilung im Inneren des Kessels. Zur Autokollimation des Interferometers wird nicht wie beim Präzisionsinterferometer das Faserende verfahren, sondern ein hinter dem Eingangskollimator liegender Justagespiegel verkippt. Die Position des Faserendes verbleibt damit exakt im Fokuspunkt des Kollimators, was eine bessere Ebenheit

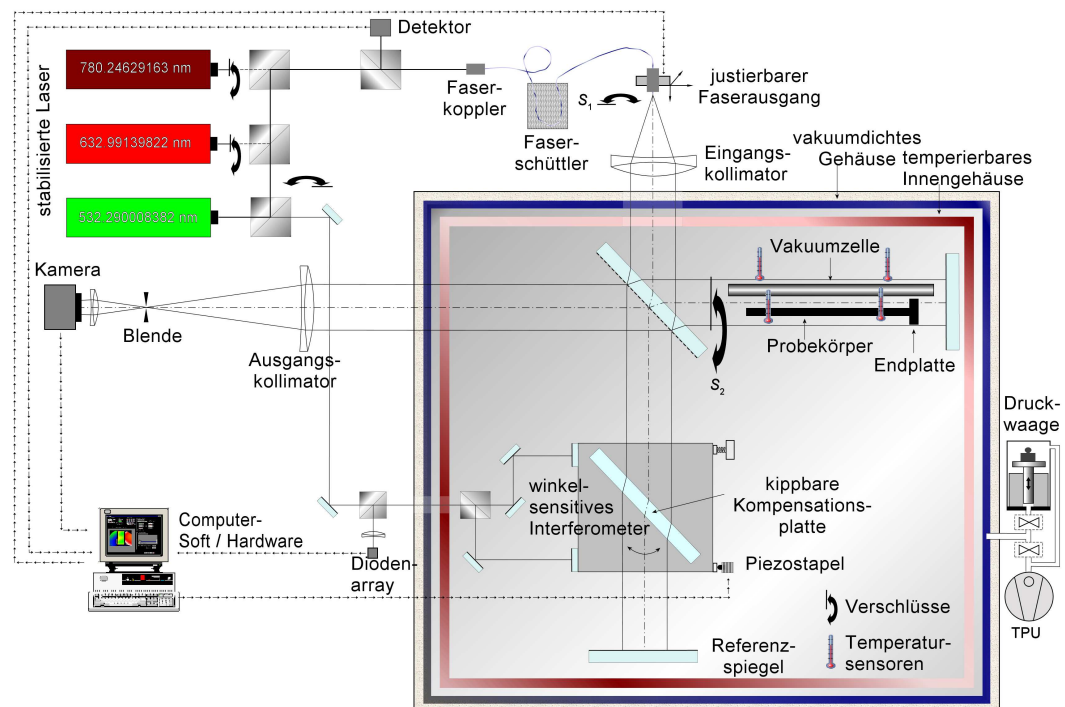


Abbildung 2.1: Aufbau des *Präzisionsinterferometers* der PTB [Sch08]

der Wellenfront gewährleistet. Ein weiterer Vorteil des Ultrapräzisionsinterferometers gegenüber dem Präzisionsinterferometer stellt die verbesserte Abbildung auf die Kamera dar. Diese wird durch die Verwendung eines größeren Keilwinkels der Planoptiken wie der Strahlteilerplatte und der Kompensationsplatte erreicht. Die an den Rückseiten entstehenden unerwünschten Reflexionen liegen in der Fokusebene des Ausgangskollimators deutlich weiter von den Hauptstrahlen entfernt, so dass sie mit einer Irisblende größerer Öffnung herausgefiltert werden können. Aufgrund der größeren Blendenöffnung kann ein größerer Winkelbereich der an den Kanten gebeugten Strahlen zur Abbildung beitragen, so dass man bei identischer Kameraauflösung ein deutlich schärferes Bild des Endmaßes erhält [Sch07].

Sowohl das oben beschriebene PIF als auch das UPIF werden für Vergleichsmessungen mit dem im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten beidseitig antastenden Interferometer verwendet. In diesen beiden und weiteren einseitig antastenden Interferometern ist jeweils nur die Frontfläche des Probekörpers dem Strahl zugewandt. Deshalb ist es notwendig die gegenüberliegende Endmaßfläche des Körpers an eine Platte anzuschieben, um eine Referenz für die Position dieser Fläche zu erhalten. Die Höhe der stabilen Stufe, die sich zwischen Pro-

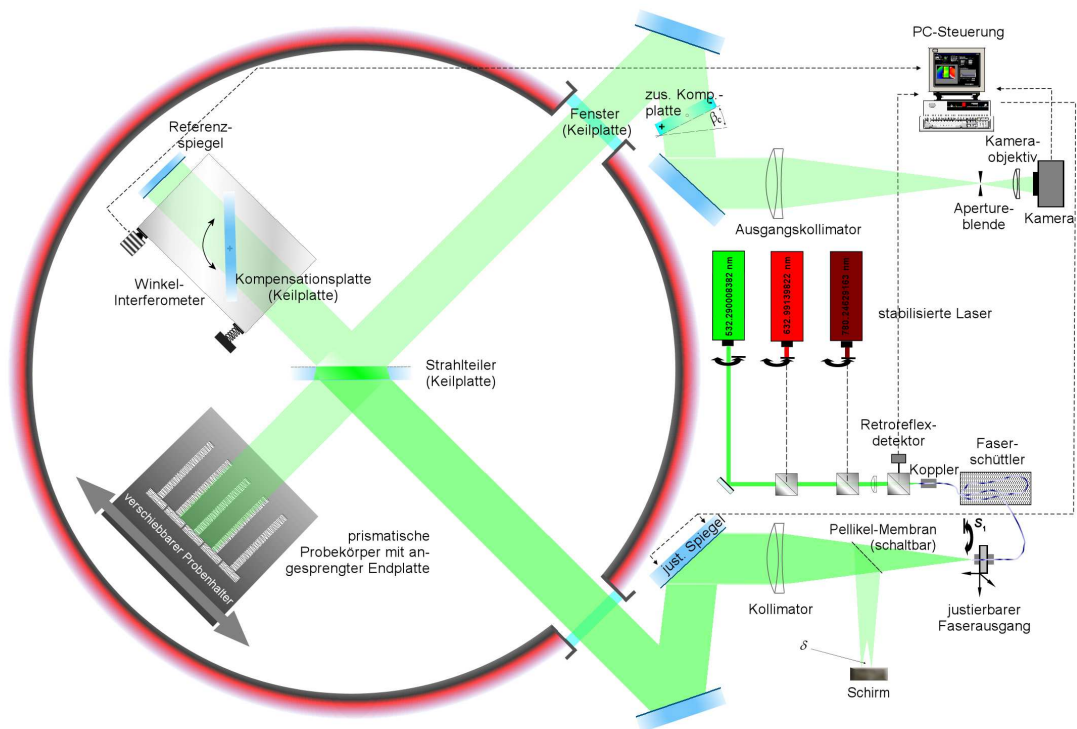


Abbildung 2.2: Aufbau des *Ultrapräzisionsinterferometers* der PTB [Sch10]

benkörper und Platte aufgrund von Adhäsionskräften ausbildet (siehe Kapitel 2.2) kann dann einseitig antastend interferometrisch vermessen werden. Die Wechselwirkungen zwischen der Platte und dem Probenkörper werden jedoch bei den immer genauer werdenden Messmethoden zum begrenzenden Faktor der Messunsicherheit der Längenmessung. Durch den Anschub des Endmaßes an eine Probe gehen Informationen über die Oberflächentopographie der angeschobenen Fläche verloren. Wölbungen der Endmaßfläche können somit zu fehlerhaften Längenmessungen führen [Tit00]. Aufgrund der Wechselwirkung des Endmaßes mit der Platte beim Anschub kann es zusätzlich zu Deformationen der Endmaßfläche und damit zu einem Fehler in der Längenmessung kommen [Tit03]. Außerdem ist ein Anschub nie exakt reproduzierbar und führt somit zu einer zusätzlichen Unsicherheit [Dec97b]. Da die gemessene Endmaßlänge mit der angeschobenen Fläche variieren kann (siehe auch Kapitel 5.4.3), ist es sinnvoll bei einer Kalibrierung die gemessene Länge jeweils mit einem Anschub an den verschiedenen Endmaßflächen anzugeben, was mit einem größeren Zeitaufwand verbunden ist. Dies bietet zusätzlich den Vorteil, dass fehlerhafte Anschübe, die mit bloßem Auge oft nicht sichtbar sind oder überdurchschnittlich starke Unebenheiten der Endmaßflächen über deutliche Abweichungen der mit den verschiedenen Anschüben gemessenen Längen oberhalb von 10 nm erkannt werden können. Auch gibt es Probenformen oder Materialien, die keinen Anschub ermöglichen. Flache Proben bzw. kurze Endmaße mit einem großen Querschnitt der Messflächen können beispielsweise nicht oder nur sehr schwer von der Anschubplatte abgelöst werden. Andere Proben mit größeren Unebenheiten der Messflächen lassen sich wiederum gar nicht erst stabil an eine Platte anschieben. Somit besteht der Bedarf nach einem alternativen Interferometertyp, bei dem die Probenkörper von beiden Seiten simultan vermessen werden können, ohne sie an eine Platte anschieben zu müssen. Solche Interferometer werden als beidseitig antastende Interferometer bezeichnet.

2.3.2 Beidseitig antastende Interferometer

Viele nationale Metrologieinstitute und Forschungseinrichtungen setzen, zum Teil schon seit längerer Zeit, zusätzlich auf die Entwicklung beidseitig antastender Interferometer. Dadurch, dass das Licht auf beide Messflächen der Maßverkörperung trifft, kann dessen Länge ohne einen Anschub gemessen werden. Dieses Verfahren eliminiert zum einen die durch den Anschub entstehende

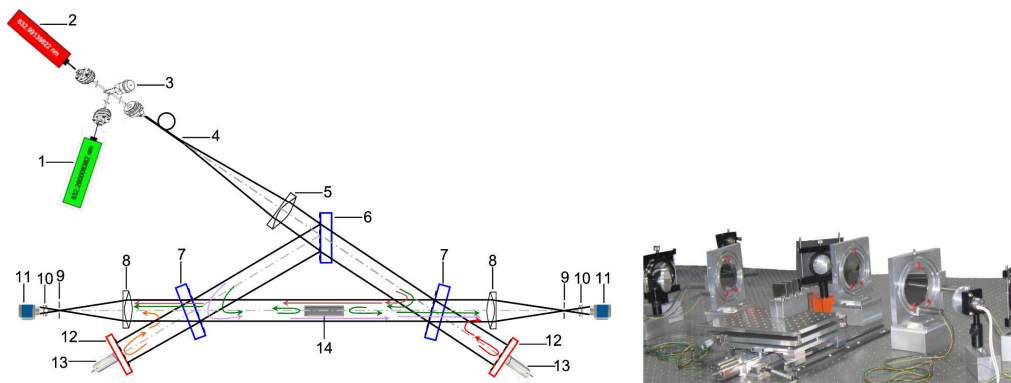


Abbildung 2.3: Aufbau des Prototypen eines beidseitig antastenden Interferometers mit 1-frequenzverdoppeltem iodstabilisiertem Nd:YAG Laser, 2-iodstabilisierter He-Ne Laser, 3-Shuttersystem zur Auswahl des Lasers, 4-Ende einer Single-Mode Faser, 5-Eingangskollimator, 6,7-metallbeschichtete Strahlteilerplatten, 8-Achromate, 9-Ausgangsapertur, 10-Ausgangskollimatoren, 11-CCD Kameras, 12-Referenzspiegel, 13-Piezoaktuatoren, 14-Endmaß. Quelle [Abd12a]

Messunsicherheit, zum anderen erlaubt es die Messung zusätzlicher Probengeometrien und einen höheren Messdurchsatz. Es gibt eine Vielzahl an Ansätzen für ein solches beidseitig antastendes Interferometer [Buc12], [Dor72], [Can51], [Har59], [Ish98b], [Kha99], [Las15], [Lew93], [Ren08], die sich in ihrem Aufbau deutlich unterscheiden. Ein Teil der Interferometer stellen nur einfache Erweiterungen zum einseitig antastenden Interferometer dar, z.B. durch das Einsetzen eines "Roof Mirror"[Lew93] oder eines "Corner Cubes"[Las15], andere sind extra zum Zwecke einer beidseitigen Messungen entworfen worden [Buc12], [Can51], [Kha99].

Die Interferometer basieren auf verschiedenen Aufbaugeometrien. So ist eine beliebte Form ein Twyman-Green-Interferometer, in dem ein Dreiecksverlauf in den Messarm integriert wurde [Buc12], [Ish98b]. Andere setzen auf ein viereckiges Ringinterferometer [Kha99],[Ren08]. Die Gemeinsamkeit fast aller dieser Interferometer liegt in dem vereinigten Abbildungsstrahlengang für beide Messflächen des Endmaßes. Eine Sonderstellung nimmt das Interferometer von Kuriyama [Kur06] ein. Es besitzt getrennte Referenzarme und Abbildungsstrahlengänge für die beiden Endmaßflächen. Durch die Verwendung einer einzelnen Wellenlänge ist dieses Interferometer nicht zur absoluten Längenmessung geeignet, da lediglich der Interferenzbruchteil, nicht aber die ganzzahlige Interferenzordnung nach Gleichung 2.5 bestimmt werden kann. Es

eignet sich aber hervorragend zur Prüfung der Parallelität und der Ebenheit der Messflächen, sowie der Bestimmung von Längenänderungen wie der thermischen Ausdehnung oder der Langzeitstabilität der Proben. So wird dieses Interferometer produktionsbegleitend bei Mitutoyo Corporation Tsukuba Laboratory eingesetzt. Um Informationen über die absolute Länge zu erhalten, muss jedoch zuvor die ganzzahlige Interferenzordnung mit einer anderen Methode mit annähernd hoher Genauigkeit bestimmt werden.

Als Interferometerdesign für den bereits vorhandenen Prototypen des beidseitig antastenden Interferometers der PTB, der in [Abd12a] näher beschrieben ist, wurde das Design von Kuriyama gewählt, da es sich durch die geringe Anzahl Optiken und die dadurch reduzierten Aberrationen der Wellenfront besonders gut für abbildende Interferometrie eignet. Die getrennten Abbildungsarme sorgen für eine scharfe Abbildung beider Endmaßflächen, so dass der Einfluss von Beugungsringen auf die Längenmessung deutlich reduziert wird. Gleichzeitig erfordert dieses Interferometerlayout eine deutlich komplexere Justage, da für eine korrekte Längenmessung die beiden Armen genau zueinander ausgerichtet werden müssen. Dabei helfen die von beiden Seiten an der Probe vorbeilaufenden Strahlenbündel, da sie eine Verbindung der beiden Interferometerarme erzeugen. Als Erweiterung zum Design von Kuriyama werden zwei verschiedene Wellenlängen zur Messung eingesetzt, die die Bestimmung der ganzzahligen Interferenzordnung und damit die absolute Längenmessung der Proben erlauben. Die Probenlänge muss dazu lediglich auf etwa $5\text{ }\mu\text{m}$ genau bekannt sein (siehe Kapitel 4.5). Aus der Verwendung verschiedener Wellenlängen ergeben sich besondere Herausforderungen an die Interferometeroptiken, insbesondere der Linsen, da für beide Wellenlängen eine ebene Wellenfront erzeugt werden soll. Die Dispersion in den Strahlteilerplatten sorgt außerdem für leicht verschiedene Strahlrichtungen für die verschiedenen Wellenlängen entlang der Probe, die sich in gewissem Maß auch auf die Längenmessung auswirken können (siehe Kapitel 4.6.1).

Der Prototyp wurde für Messungen an Luft eingesetzt. Ein einfaches Gehäuse sollte Luftzirkulationen innerhalb des Interferometers reduzieren. Zum Testen der Funktionsweise des Interferometers wurden Vergleichsmessungen mit einseitig antastenden Interferometern aus der PTB durchgeführt, die eine gute Übereinstimmung im Rahmen der Anforderungen an Messungen in Luft zeigten [Abd12b]. Ein begrenzendes Element der Messunsicherheit stellt die Temperaturabweichung von der Referenztemperatur 20°C dar.

Das im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute beidseitig antastende Interferometer (siehe Kapitel 3.1) ist deshalb in einer temperaturstabilisierten Vakuumkammer untergebracht. Speziell für dieses Interferometer gefertigte Strahlteilerplatten mit einer Ebenheit von $\lambda/50$, sowie Kameras höherer Auflösung sollen für eine weitere Reduzierung der Messunsicherheit sorgen. Ein großer Beitrag zur Messunsicherheit bleibt jedoch für alle beidseitig antastenden Interferometer bestehen. Rauheiten der Probenoberflächen führen zu einer Verschiebung der Reflexionsebene in die Mittelebene des Oberflächenprofils (siehe [Thw78]), so dass die Länge der Probe zu kurz gemessen wird. Auch der materialabhängige Phasensprung bei der Reflexion wirkt sich auf die gemessene Probenlänge aus. Einseitig antastende Interferometer bieten im Falle einer Anschubplatte desselben Materials und ähnlichen Rauheiten wie die der Probe den Vorteil, dass nur die Differenz dieser Effekte an Probe und Platte berücksichtigt werden muss. Bei einem beidseitig antastenden Interferometer müssen die Effekte hingegen an beiden Probenflächen berücksichtigt werden und wirken sich deshalb sogar additiv auf die Längenmessung aus, so dass eine Korrektur notwendig wird. Eine genauere Beschreibung des Effektes und möglicher Korrekturen erfolgt in Kapitel 4.6.2.

Kapitel 3

Aufbau und Justage

Um das beidseitige Antasten eines Endmaßes oder eines anderen prismatischen Körpers zu ermöglichen, weist das BOA mit den drei Strahlteilern, anstatt des einzelnen Strahlteilers in herkömmlichen Interferometern, eine deutlich komplexere Geometrie des Strahlverlaufs auf. Dies stellt Herausforderungen an den Aufbau, sowie an die Justage des Interferometers, die im folgenden erläutert werden.

3.1 Aufbau

Der grundsätzliche Aufbau des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten beidseitig optisch antastenden Interferometers ähnelt dem des in Kapitel 2.3 vorgestellten Prototypen. Die optischen Komponenten wurden allerdings durch solche besserer Ebenheit und einem vergrößerten freien Durchmesser ersetzt. Als Lichtquelle wird außerdem der Ausgang einer Multimode-Faser mit einem Kerndurchmesser von $200\text{ }\mu\text{m}$ verwendet. In diese Faser kann alternativ Licht zweier verschiedener iodstabilisierter Laser, einem Helium-Neon Laser (633 nm) und einem frequenzverdoppelten Neodym:YAG Laser (532 nm), eingekoppelt werden. Die Intensität der verwendeten Laserstrahlung kann über zwei fasergekoppelte Leistungsabschwächer 48AT-FC der Firma Schäfer und Kirchhoff für die beiden verwendeten Laser getrennt eingestellt werden, um eine optimale Ausleuchtung der Kameras zu erreichen. Ein Umschalten zwischen den beiden Lasern lässt sich über ein elektromagnetisches Shuttersystem (Schäfer und Kirchhoff) erreichen. Um trotz des aus der Multimode Faser austretenden Lichtes mit Speckle-Muster eine im zeitlichen Mittel gleichmäßi-

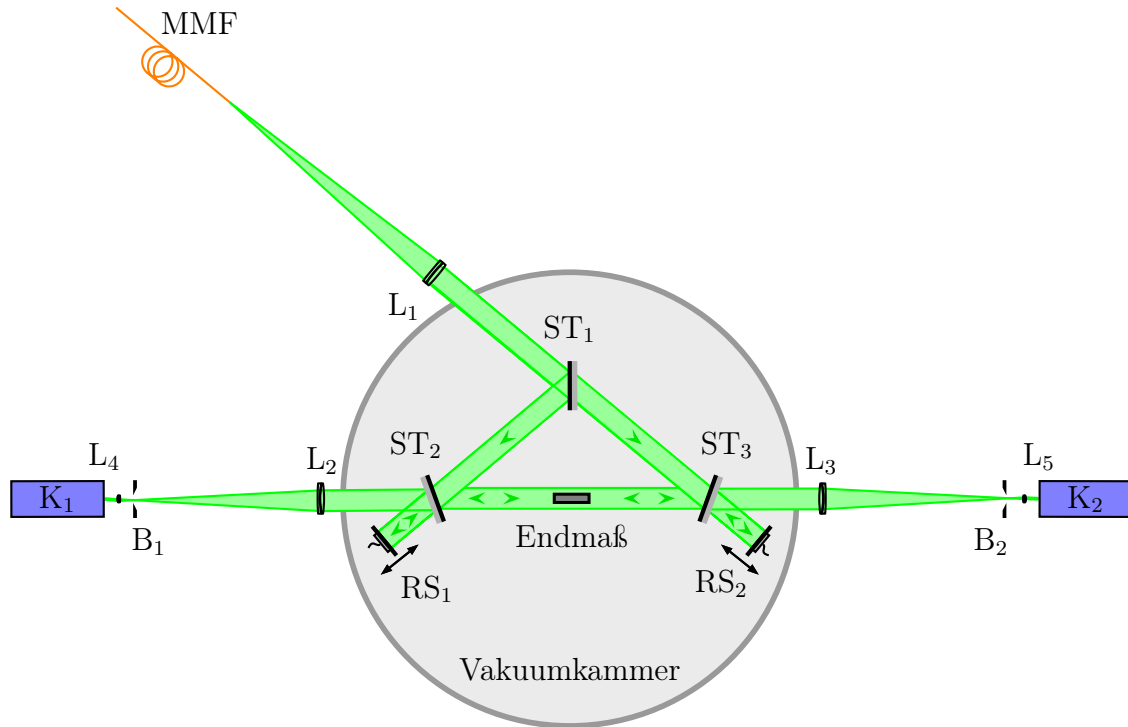


Abbildung 3.1: Aufbau des beidseitig antastenden Interferometers mit Multimode Faser (*MMF*), achromatische Linsen (L_1, \dots, L_5), Strahlteiler (ST_1, \dots, ST_3), Referenzspiegeln (RS_1, RS_2), Irisblenden (B_1, B_2) und CCD (K_1, K_2)

ge Ausleuchtung der Interferogramme zu erhalten, werden die Moden mittels Schütteln der Faser variiert, wie in Kapitel 3.1.4 näher erläutert wird. Durch Belichtungszeiten von 500 bis 1000 ms erhält man gleichmäßig ausgeleuchtete Interferenzbilder. Da es sich um ein abbildendes Interferometer handelt, wird ein aufgeweitetes paralleles Strahlenbündel mit einem Durchmesser von 80 mm für die Messungen verwendet. Zur Kollimation wird ein Achromat mit Brennweite 500 mm eingesetzt, dessen Eingangsbrennpunkt mit dem Ausgang der Faser zusammenfällt.

Im Gegensatz zum Prototypen ist das Herzstück des Interferometers in einer temperaturgeregelten Vakuummkammer mit einem Durchmesser von 1400 mm

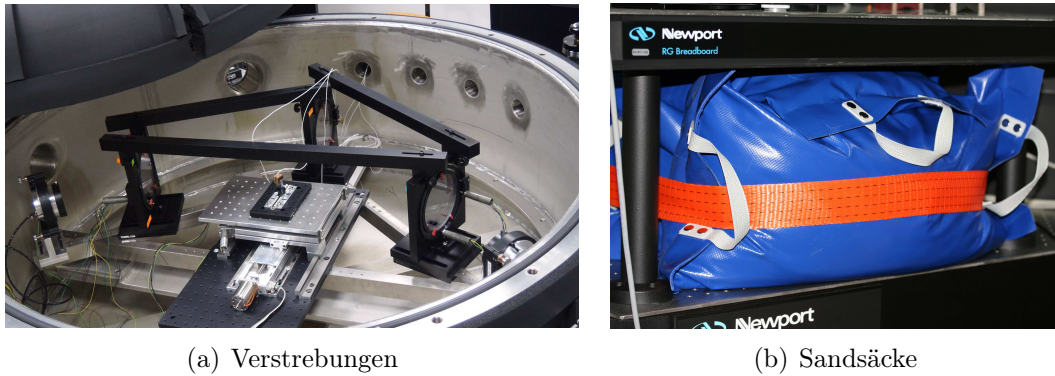


Abbildung 3.2: a) Komponenten im Inneren des Vakuumschüssels inklusive der Verstrebungen zwischen den Haltern der Strahlteilerplatten, b) Sandsäcke zwischen optischem Tisch und Breadboards zur Reduzierung von Vibrationen

untergebracht, in die das Strahlenbündel über eine als Vakuumfenster genutzte Planplatte mit einer Ebenheit von $\lambda/10$ gelangt. Um eine beidseitige Antastung der Probe zu erreichen sind drei Strahlteilerplatten mit 130 mm Durchmesser und 20 mm Dicke, die jeweils auf einer Seite mit einer teilreflektierenden Chromschicht und auf der anderen Seite mit einer Anti-Reflexionsschicht ausgestattet sind, in einem Dreiecksverlauf angeordnet. Die Ebenheit der Strahlteileroberflächen vor der Beschichtung beträgt $\lambda/50$. Ein Keil von 10 arcmin (2,9 mrad) sorgt für eine räumliche Trennung der Störreflexe, die bei der Restreflexion an den Anti-Reflex Beschichtungen entstehen. Die teils motorisierten Halter der Strahlteiler, sind mit Verstrebungen verbunden, um die Einwirkungen von Vibrationen auf die Strahlteiler zu verringern, wie in Abbildung 3.2 (a) zu sehen ist.

Die Referenzspiegel mit einem Durchmesser von 80 mm und einer Ebenheit von weniger als 20 nm sind auf Dreiein-Piezoaktoren der Firma PI montiert, die ein paralleles Verschieben der Spiegel für das Phasenschieben (siehe Kapitel 4.2) sowie das Verkippen der Spiegel in beiden Achsen zur Justage und Autokollimation (siehe Kapitel 3.2) ermöglicht. Die Komponenten sind auf einem Dreieckgerüst aus Invar befestigt, das wiederum an drei Punkten mit einem Festlager, in einer Nut und frei auf einer Scheibe auf einem durch den Vakuumschüssel verlaufenden Stützbrückenkreuz aufliegt. Mittig zwischen den beiden unteren Strahlteilern (ST_2 und ST_3) befindet sich ein motorisierter Probentisch, auf dem der Probenkörper platziert wird. Er ermöglicht eine Feinjustage der Probenausrichtung sowie ein Herausfahren der Probe aus dem Strahl.

Zu beiden Seiten der gegenüberliegenden Ausgangsfenster des Kessels befinden sich die Abbildungsarme mit telezentrischem Strahlengang. Dieser setzt sich jeweils aus einem Achromaten als Ausgangskollimator mit 80 mm Durchmesser und einer Brennweite von 500 mm, einer Irisblende im Fokus des Ausgangskollimators zum herausfiltern der Störreflexe, einem weiteren Achromaten mit 18 mm Durchmesser und einer Brennweite von 40 mm, sowie einer 12bit CCD Sensicam der Firma PCO zusammen. Die Kamera ist jeweils auf einer Schiene montiert, um auf die bei verschiedenen Probenlängen an verschiedenen Positionen befindlichen Endmaßflächen scharfstellen zu können. Die optischen Komponenten außerhalb des Vakuumkessels befinden sich auf zwei erhöht angebrachten Breadboards, um sie auf die Höhe der Komponenten innerhalb des Vakuumkessels anzupassen. Die Hohlräume unterhalb der Breadboards sind zur Vibrationsreduzierung mit zusammengezurrtten Sandsäcken gefüllt (siehe Abbildung 3.2 (b)). Das komplette Interferometer befindet sich außerdem auf einem luftgelagerten Optiktisch RS4000 der Firma Newport.

Einzelheiten zu den einzelnen Komponenten des Aufbaus sind im Folgenden aufgeführt.

3.1.1 Der Vakuumkessel

Der Vakuumkessel (Hersteller: Fa. Elstermann) wurde für möglichst hohe Stabilität, möglichst geringe Deformationen und ein gleichmäßiges Evakuieren in Zylinderform mit einem klöpperbodenförmigen Deckel gewählt. Er ist aus gebleiztem Edelstahl 1.4301 gefertigt und enthält drei große Öffnungen für die Vakuumfenster, sowie mehrere Vakuumdurchführungen verschiedener Größen. Der Außendurchmesser beträgt 1400 mm und die Wandstärke 10 mm für die Zylinderwände, 6 mm für den Deckel und 15 mm für den Boden. Für eine Temperaturregelung des Vakuumkessels ist dieser an der kompletten Außenfläche, auch unterhalb des Bodens mit Schläuchen bedeckt. Diese sind im Gegenstromprinzip verlegt, so dass Hin- und Rückweg direkt nebeneinander verlaufen um eine möglichst gleichmäßige Temperaturverteilung entlang des Schlauches zu erreichen. Der Verlauf des Schlauches ist in Abbildungen 3.3 a) und b) gezeigt.

Um ein flächiges Anliegen der Schläuche am Boden zu erreichen, ist der Kessel auf drei höhenregulierbaren Stützfüßen gelagert, mit denen der Kessel vorsichtig auf die in der Bodenwanne befindlichen Schläuche abgesenkt werden kann, bis ein guter Kontakt entsteht. Nach außen um die Schläuche herum ist

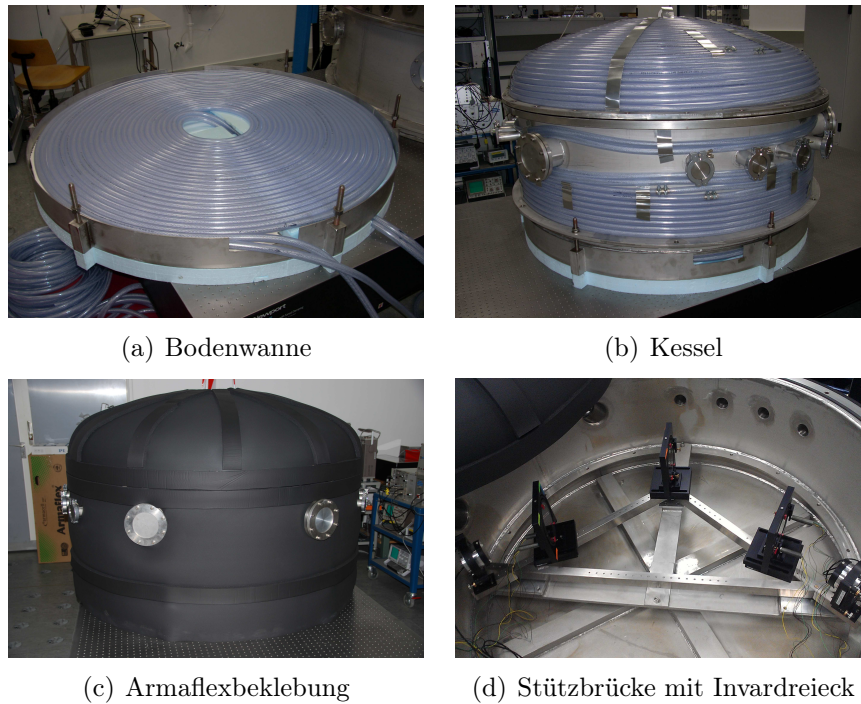


Abbildung 3.3: gewickelte Schläuche a) in der Bodenwanne b) um den Vakuumsessel, c) Armaflex zur besseren Isolierung und d) Stützbrücke mit aufliegendem Invardreieck

eine Schicht des Dämmstoffes Armaflex aufgebracht (siehe Abbildung 3.3c), der eine sehr geringe Wärmeleitfähigkeit besitzt. Im Inneren des Kessels ist auf einem angeschweißten Ring eine T-förmige Stützbrücke angebracht, auf der wiederum ein Dreieck aus Invar, einer Eisen-Nickel Legierung mit einem sehr geringen Wärmeausdehnungskoeffizienten, auf drei Punkten aufliegt. Es soll auch bei Temperaturänderungen einen möglichst konstanten Abstand zwischen den Interferometeroptiken gewährleisten und größere Nachjustierungen dieser vermeiden. Dazu muss sich das Dreieck auf dem Untergrund der Stützbrücke möglichst reibungsfrei bewegen können. Hierzu werden die drei Eckpunkte des Invardreiecks auf Kugeln auf die Stützbrücke gesetzt, wobei eine der Kugeln durch Vertiefungen in Stützbrücke und Unterseite des Invardreiecks in Position gehalten wird, eine andere Kugel sich entlang einer Nut bewegen kann und die dritte Kugel sich auf einer ebenen Unterlage völlig frei bewegen kann. Somit kann sich die Stützbrücke unter dem Invardreieck frei ausdehnen und zusammenziehen, ohne Spannungen im Material zu erzeugen. Außerdem wird ein Verdrehen des Invardreiecks auf dem Untergrund ausgeschlossen. Das Invardreieck dient als Auflage der Strahlteiler und Referenzspiegel im Inneren

der Kammer (siehe Abbildung 3.3d).

Der erreichbare Enddruck im Interferometer liegt im Bereich von $1 \cdot 10^{-4}$ bis $5 \cdot 10^{-5}$ mbar und wird mit einem Ceravac Kapazitäts-Vakuummeter der Firma Leybold (Druckbereich $1 \cdot 10^{-4} - 1$ Torr) und einem PTR 225 Penning Transmitter (Druckbereich $1 \cdot 10^{-9} - 1 \cdot 10^{-2}$ mbar) gemessen.

3.1.2 Die Lasersysteme

Die Wahl der verwendeten Lichtquellen spielt eine große Rolle in der Interferometrie. Zum einen sollten sie besonders kleine Unsicherheiten besitzen. Zum anderen dürfen die verschiedenen Wellenlängen keinen zu großen Abstand voneinander besitzen, um Auswirkungen der Dispersion in den Strahlteilern möglichst gering zu halten. Gleichzeitig dürfen die verwendeten Wellenlängen nicht zu dicht beieinander liegen, um in der in Kapitel 4.5 vorgestellten Koinzidenzfindung noch eindeutige Ergebnisse zu erhalten. Für das beidseitig antastende Interferometer werden zwei vom BIPM für die Realisierung des Meters empfohlene Strahlungen mit festgelegten Frequenzen verwendet [Bur16]. Die erste Lichtquelle wird durch einen in der PTB aufgebauten frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser bereitgestellt [Cor00], der mit einer externen Iodzelle stabilisiert wird. Verwendet wird der Übergang R(56) 32-0 mit einer Frequenz von 563 260 223 513 kHz, was einer Vakuumwellenlänge von 532,245036104 nm mit einer relativen Standardunsicherheit von $8,9 \cdot 10^{-12}$ entspricht. Als zweite Lichtquelle wird ein iodstabilisierter HeNe-Laser der Firma Winters Eletro-Optics Inc. verwendet [Win]. Das Modell 100 wird im Übergang R(127) 11-5 auf der f-Linie mit der Frequenz 473 612 353 604 kHz betrieben, was einer Vakuumwellenlänge von 633,99121258 nm entspricht. Die relative Standardunsicherheit beträgt $2,1 \cdot 10^{-11}$. Um eine Beeinträchtigung der Lasersysteme durch Rückreflexe aus den Interferometern zu verhindern, sind jeweils Faraday-Isolatoren hinter den Laserausgängen angebracht, die durch eine Rotation der Polarisation für ein Herausfiltern der Rückreflexe sorgen.

3.1.3 Kollimator

Für die abbildende Interferometrie werden aufgeweitete Parallelstrahlenbündel mit einer möglichst ebenen Wellenfront benötigt. Dazu wird das Ende einer Lichtfaser, je nach ihrem Durchmesser, in oder in die Nähe des Brennpunktes eines Kollimators platziert. Um für verschiedene zur Messung verwendete Wel-

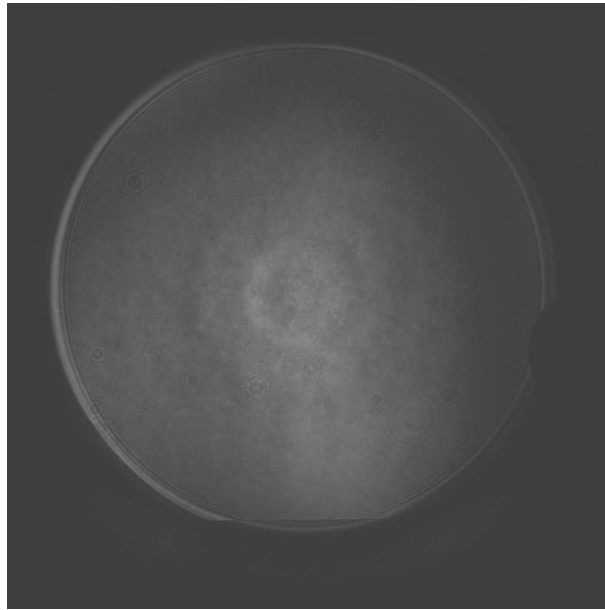


Abbildung 3.4: Durch den Kollimator erzeugte Ringstruktur im Interferenzbild

lenlängen trotz Dispersion in der Linse eine gleichermaßen gute Kollimation zu erhalten, werden Achromate eingesetzt. Durch die Kombination zweier Linsen aus Materialien verschiedener Dispersion lassen sich identische Brennweiten für verschiedene Wellenlängen ermöglichen. Für die in den Interferometern der PTB verwendeten Wellenlängen 532 nm und 633 nm wurden für diesen Zweck drei Fraunhofer Luftspaltachromate (B.Halle Nachfl.) für den Einsatz am UPIF und am BOA beschafft, die für die Verwendung dieser Wellenlängen optimiert wurden. Einzig der am beidseitig antastenden Interferometer eingesetzte Achromat zeigt deutliche Ringstrukturen in den Interferogrammen und Phasentopographien, die in Abbildung 3.4 gezeigt sind. Diese Ringstrukturen traten bei verschiedenen Konfigurationen des Interferometeraufbaus auf und waren auch unter der Verwendung einer Multimode-Faser als Lichtquelle noch deutlich zu sehen. Das Auftreten dieser Ringstruktur könnte in einem Fertigungsfehler oder trotz Verwendung einer Multimode-Faser auftretenden Störinterferenzen aufgrund des Luftspaltes begründet sein.

Für eine schnelle Lösung wurde der Fraunhofer Luftspalt-Achromat durch einen verkitteten Achromaten aus dem Standardsortiment von Melles Griot ersetzt, der jedoch auf einen breiteren Wellenlängenbereich abgestimmt ist und somit leicht verschiedene Brennweiten für die beiden verwendeten Wellenlängen im Bereich von 0,5 mm besitzt (siehe auch Kapitel 5.3).

3.1.4 Single-Mode-Faser vs. Multimode-Faser

Aufgrund des komplexeren Strahlengangs im Vergleich zu einseitig antastenden Twyman-Green-Interferometern wurde als Lichtquelle zu Beginn eine Single-Mode-Faser verwendet, die aufgrund ihres geringen Querschnitts eine große räumliche Kohärenz besitzt. Somit entsteht Interferenz auch bei nicht perfekt lateral überlagerten Strahlen, was zu einer Erleichterung der Justage des Strahldreiecks führen sollte. Ein Nachteil besteht jedoch in der starken Empfindlichkeit gegenüber Störinterferenzen, die schon bei sehr geringen Amplituden durch die Dreistrahlinterferenz einen großen Einfluss auf die ermittelte Phasendifferenz aufweisen können (siehe A.1). Auch im Falle des beidseitig antastenden Interferometers wurden Störinterferenzen in Form schwacher Ringe in den Interferenzbildern beider Arme sichtbar, wie bereits in Kapitel 3.1.3 beschrieben. Da im beidseitig antastenden Interferometer keine räumliche Kohärenz zur Längenmessung notwendig ist, wurde testweise eine Multimode-Faser eingesetzt, durch deren verringerte räumliche Kohärenz der Einfluss von Störreflexen reduziert werden kann [Sch09]. Die Multimode-Faser erfüllte nicht den ursprünglichen Zweck die aufgetretenen Ringstrukturen zu eliminieren, wurde aber aufgrund des vertretbaren Justageaufwandes zur Reduzierung anderer potentiell im Interferometer auftretenden Störreflexe im Aufbau belassen.

Um eine im zeitlichen Mittel gleichmäßige Ausleuchtung der Kameras mit einer Multimode Faser zu erreichen, ist ein ständiges Ändern der Modenverteilung in der Faser notwendig, die durch eine leichte mechanische Einwirkung erzielt werden kann. Diese wird durch das Strecken und Stauchen eines abisolierten und zu vielen Schlaufen aufgewickelten Faserstückes nahe des Faserendes um nur wenige mm erreicht. Dazu wird ein mit einer Sinusfunktion mit einer Frequenz von 240 Hz betriebener Lautsprecher verwendet [Spo14]. Das Signal wird von der Audiokarte des PCs erzeugt und über einen herkömmlichen Hifi-Verstärker generiert. Der Aufbau des Schüttelsystems ist in Abbildung 3.5 gezeigt.

Die zeitliche Änderung der Modenverteilung in der Faser sorgt bei im Vergleich zur Frequenz des Schüttelsignals großen Belichtungsdauern der Kameras für eine gleichmäßige Ausleuchtung. Auf diese Weise kann eine homogene Intensitätsverteilung mit dem Vorteil einer reduzierten räumlichen Kohärenz verbunden werden.

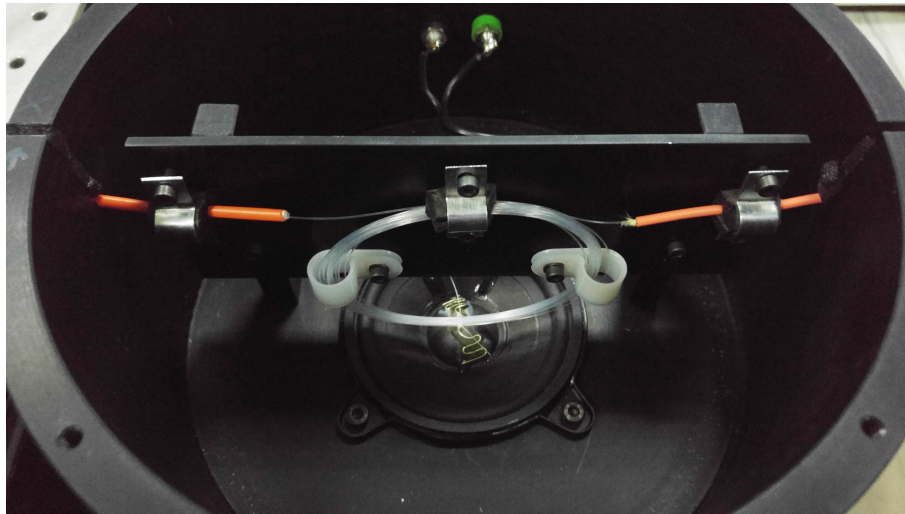


Abbildung 3.5: Aufbau des Faserschüttlersystems mit aufgewickelter Faser und Lautsprecher in einem Voll-Aluminiumgehäuse

3.1.5 Die Strahlteiler

Die Strahlteiler bilden das Herzstück des Interferometers. Aufgrund des großen Strahldurchmessers von 80 mm werden keine Strahlteilerwürfel, sondern Strahlteilerplatten verwendet. Durch den großen Einfallswinkel auf den oberen Strahlteiler ST_1 benötigt dieser einen Durchmesser von etwa 130 mm bei einer Dicke von 20 mm. Eine Justage der zwei unteren Strahlteilerplatten ST_2 und ST_3 bei geschlossenem Kessel wird über Micropusher MP-15 der Firma PI-Micos ermöglicht.

Für die abbildende Interferometrie ist es von entscheidender Bedeutung möglichst ebene Wellenfronten zu erhalten, deshalb sollte die Ebenheit der Oberfläche eine Abweichung von $\lambda/50$ für den vom unter 45° einfallenden Strahl genutzten Bereich von 90 % des Durchmessers nicht überschreiten. Aufgrund der hohen Anforderungen wurden die Substratplatten am “Australian Center for Precision Optics“ gefertigt. Als Substrat wurde Corning 7980-UV-0C verwendet, ein hochreines nicht-kristallines Quarzglas mit einer maximalen relativen Brechungsindexvariation von 2 ppm [Cor14]. Für die interferometrische Längenmessung wird nur eine der beiden Oberflächen als optisch aktive Oberfläche benötigt. Reflexionen an den jeweils anderen Flächen führen zu unerwünschten Mehrstrahlinterferenzen, die die gemessene Probenlänge beeinträchtigen können. Deshalb besitzen die Strahlteilerplatten einen Keilwinkel von 10 arcmin (2,9 mrad), um die an der Rückseite der Strahlteilerplatten re-

flektierten Strahlen räumlich von den an der Vorderseite reflektierten Strahlen zu trennen. In Kombination mit Irisblenden im Fokus der Ausgangskollimatoren können diese Strahlen somit herausgefiltert werden.

Die Beschichtungen der Substratplatten wurden am Fraunhofer IOF mittels Magnetron Sputtern vorgenommen. Jeweils eine der Oberflächen wurde mit einer etwa 5 nm dicken Chromschicht versehen, die ein Teilungsverhältnis der reflektierten zur transmittierten Intensität von etwa 1:1 erzeugt. Die Variation der Dicke der Chromschicht über die gesamte Substratfläche liegt laut Angaben des IOF bei weniger als 1%. Die jeweils andere Substratfläche wurde mit einer Anti-Reflex-Beschichtung mit einer Restreflexion kleiner als 0,5% versehen.

3.1.6 Die Steuerung der Referenzspiegel

Die Verstelleinheit der beiden Referenzspiegel muss sowohl eine Winkelverstellung in zwei Achsen zur Justage des Interferometers als auch eine Parallelverschiebung in Strahlrichtung für die Phasenschiebeinterferometrie (siehe Kapitel 4.2) ermöglichen. Dazu wird eine Sonderanfertigung des Dreiachs-Piezosystem (S-325) der Firma PI verwendet, das auch unter der Last des großen Referenzspiegels zuverlässig arbeitet. Es besitzt eine verkippt- und ausfahrbare Plattform mit einem Lochraster, auf die eine Spiegelaufnahme geschraubt ist. Der Aufbau des Piezosystems ist in Abbildung 3.6 zu sehen.

Die Position des Referenzspiegels wird mit Dehnmessstreifen an den Aktuatoren ermittelt und über ein Servocontrollermodul im geschlossenen Regelkreis stabilisiert. Eingestellt wird die Spiegelposition für die grobe Justage über DC-Offset-Potentiometer am Piezoverstärkermodul. Für die Autokollimation und das Phasenschieben kommen programmierbare Netzteile HM7044 der Firma HAMEG zum Einsatz. Um die für die Phasenverschiebung notwendige Schrittgröße auflösen zu können, wird die vom Netzteil gelieferte Spannung mittels eines Spannungsteilers auf 1/50 reduziert. Dadurch verringert sich auch der Winkelbereich, in dem die Piezosysteme beim Autokollimationsscan verkippt werden können, so dass der Rückreflex auf dem Faserausgang nur in einem Bereich von $215\,\mu\text{m} \times 250\,\mu\text{m}$ abgerastert werden kann, der Rückreflex des Referenzspiegels also schon vor dem Autokollimationsscan entsprechend gut auf die Position der Faser eingestellt werden muss.

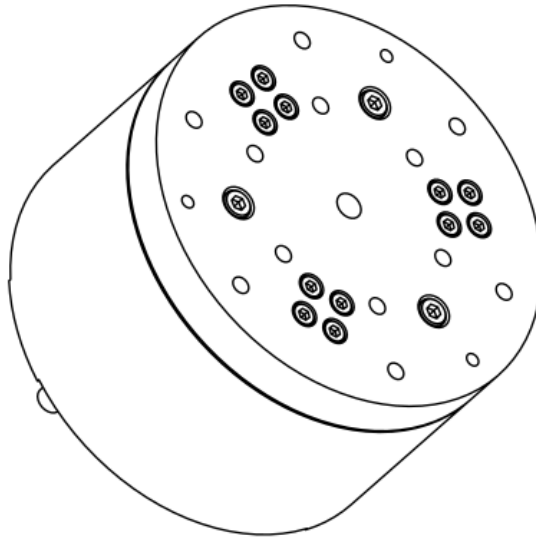


Abbildung 3.6: Aufbau des von PI gefertigten Dreiachs-Piezosystems [Quelle:PI-Micos]

3.1.7 Das Abbildungssystem

Da es sich bei dem beidseitig antastenden Interferometer um ein abbildendes Interferometer handelt, kommt den zwei Abbildungssystemen eine besondere Bedeutung zu. Die Länge der Probe wird auf den zentralen Punkt auf den Probenflächen bezogen, so dass die Kanten der Probenflächen und damit auch die Zentrumspositionen möglichst genau bestimmt werden müssen. Dafür müssen die Kanten scharf auf die Kameras abgebildet werden. Hier zeigt sich der Vorteil der Verwendung von zwei separaten Abbildungsarmen. Im Gegensatz zu Systemen mit nur einem gemeinsamen Abbildungsarm können hier beide Probenflächen gleichzeitig scharf abgebildet werden. Zu diesem Zweck wird jeweils ein Linsensystem bestehend aus einem Achromaten mit 80 mm Durchmesser und einer Brennweite von 500 mm, sowie einem Achromaten mit 18 mm Durchmesser und einer Brennweite von 40 mm eingesetzt. Die beiden Linsen werden so positioniert, dass die beiden Brennpunkte übereinanderliegen. In der Brennpunktebene wird außerdem eine Irisblende mit einem Öffnungsdurchmesser von 2 mm platziert, um Störstrahlen, die durch die Reflexion an den Strahlteilerrückseiten entstehen, herauszufiltern.

Als Kamera kommt eine monochrome Sensicam qe der Firma PCO zum Einsatz. Sie bietet eine Auflösung von 1376×1040 Pixel² bei einem Sensor Format

von $2/3''$ und eine Farbtiefe von 12 Bit. Sie besitzt eine abgesetzte Lüfterkühlung, bei der der Lüfter über einen flexiblen Schlauch angeschlossen wird. Die Kamera kann auf einer Schiene in Strahlrichtung verfahren werden, um die Probenkanten je nach Position der Probenfläche für verschiedene Probenlängen scharfstellen zu können.

3.1.8 Die Probenhalterung

Um eine Justage der Probe zu ermöglichen wird ein mit Micropushern MP-15 sowie einer Verstelleinheit VT-80 der Firma PI-Micos betriebener Probentisch verwendet, der die seitliche Verschiebung der Probe im optischen Strahlengang sowie das Kippen in der Höhenachse und das seitliche Drehen der Probe vornehmen kann. Um die Verformung der Probe durch Krafteinwirkungen zu verhindern, wird sie wenn möglich nicht geklemmt, sondern liegt auf der einen Seite auf einer dünnen Rolle und auf der anderen Seite auf einer Kugel auf. Die Verwendung einer Dreipunktauflage auf Zacken, wie sie beim Prototypen des beidseitig antastenden Interferometers verwendet wurde, hat sich als nicht praktikabel erwiesen, da es beim Öffnen und Schließen des Deckels zu leichten Erschütterungen kommt, die die Position der locker aufliegenden Probe minimal seitlich verschieben, was zu einem Herunterrutschen von den Zacken und somit zum Kippen der Probe führt. Die Kombination aus Rolle und Kugel ermöglicht jedoch einen stabilen Stand der Probe auch nach seitlichen Verschiebungen durch das Öffnen oder Schließen des Interferometerdeckels.

Für die Position der Auflagepunkte entlang der Probe bieten sich grundsätzlich zwei verschiedene Punkte an. Die Besselpunkte geben die Unterstützungspunkte eines sich elastisch durchbiegenden Balkens an, an denen die Durchbiegung minimiert wird [Bes39]. Diese liegen etwa $0,2247 \cdot L$ von beiden Enden des Balkens mit der Länge L entfernt. Da bei der abbildenden Interferometrie die Länge der Probe jedoch genau im Zentrum, der Probe bestimmt wird, wirkt sich die Durchbiegung nur in sehr geringem Maße auf die Längenmessung aus. Während es an der Ober- und Unterseite der Probe zu starken Verkürzungen oder Verlängerungen des Probenrandes kommt, heben sich diese Änderungen entlang der Mittellinie nahezu weg und sind somit vernachlässigbar klein. Die Airy-Punkte geben diejenigen Unterstützungspunkte der Probe an, für die die Biegelinie an den Endflächen der Probe horizontal verläuft, die Endflächen also möglichst parallel zueinander stehen [Air45]. Dies bewirkt, dass beide Pro-

benflächen im Interferogramm zeitgleich streifenlos gestellt werden können. Dadurch verringert sich die Abhängigkeit der Probenlänge von der Wahl der Zentrumsposition. Am beidseitig antastenden Interferometer werden die Proben deshalb in den Airy-Punkten, etwa $0,2113 \cdot L$ von den Endflächen entfernt, unterstützt.

Für die Messung sehr kurzer und leichter Proben ist die einfache Auflage auf eine Rolle und eine Kugel zu instabil. Auch die Messung gekreuzter Proben (siehe Kapitel 5.4.2) benötigt eine zusätzliche Stabilisierung. Deshalb wird eine Probenhalterung eingesetzt, wie sie in Abbildung 3.7 zu sehen ist. Die Probe liegt unten entweder auf Rolle und Kugel oder im Falle der gekreuzt angeschobenen Siliziummaße auf einer Trovidurscheibe auf und wird von oben durch einen Arm mit einer Feder stabilisiert. Der Arm bietet eine Führung für die relativ starren Drähte eines Thermoelementes zur Messung der Proben temperatur, die bei kurzen Proben leicht zu einem Verschieben oder Kippen der Probe führen können. Mittels einer Keramikrolle kann das Thermoelement stabil auf der Probe gehalten werden. Die Höhe des Armes ist verstellbar und die auf die Probe wirkende Kraft von maximal 0,5 N wird allein durch das Gewicht des Armes erzeugt. FEM-Berechnungen des wissenschaftlichen Gerätebaus der PTB haben gezeigt, dass eine Andruckkraft von 1 N eine Längenänderung der Probe im Zentrum von weniger als 1 nm erzeugt. Die für die gekreuzt angeschobenen Siliziummaße ist also eine Längenänderung durch die leichte Klemmung von deutlich unter einem Nanometer zu erwarten.

3.1.9 Die Temperaturmessung

Da die gemessene Probenlänge stark von der Temperatur des Probenkörpers abhängt, ist es notwendig, die Temperatur mit einer Unsicherheit im mK-Bereich zu bestimmen. In diesem Bereich spielt die Langzeitstabilität, die Eigen erwärmung und die thermische Ankopplung des Sensors an den Messkörper eine große Rolle. Im beidseitig antastenden Interferometer wird deshalb wie auch im PIF und UPIF ein zweistufiges System [Bön01b] verwendet. Ein Kupferblock, der wie in Abbildung 3.8 zu sehen thermisch isoliert auf der Stützbrücke im Kessel aufliegt, dient als Referenzpunkt. Dazu ist ein Platin-Widerstandsthermometer (Pt25) mit Wärmeleitpaste in einer Bohrung des Kupferblockes platziert und somit thermisch optimal an den Referenzpunkt angekoppelt. Die Temperatur des Thermometers wird mit Hilfe einer Wechsel-

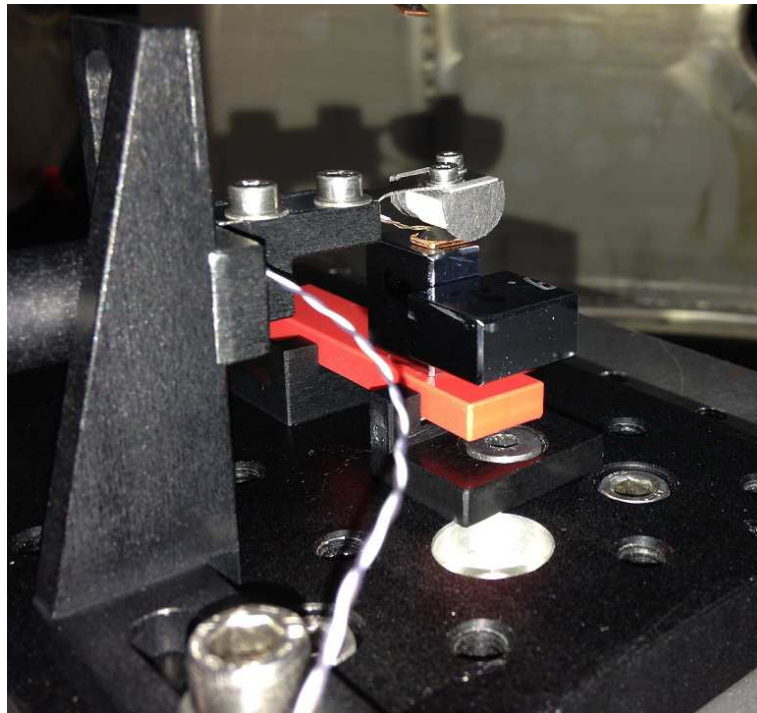


Abbildung 3.7: Probenhalterung mit gekreuzt angeschobenen Siliziumproben

strombrücke (Mikro K 70, Isotech) und eines Referenzwiderstandes gemessen. Das Pt25 Standardthermometer wurde nach ITS-90 [Bla89] mit Hilfe der Fixpunkte des Wassertripelpunktes und des Gallium-Schmelzpunktes kalibriert. Die Genauigkeit des Widerstandsthermometers reduziert sich damit im wesentlichen auf die Realisierungsgenauigkeit der Temperaturskala. Um die Temperatur in acht verschiedenen Positionen im Kessel und auf dem zu messenden Probenkörper zu bestimmen, werden Thermoelemente aus Kupfer- und Konstantandraht verwendet, deren eines Ende am Kupferblock befestigt und dessen anderes Ende am Messpunkt angebracht ist. Die Thermoelemente müssen somit nur sehr kleine Temperaturdifferenzen zwischen dem Kupferblock und der Messstelle bestimmen, so dass die Thermospannungen im Bereich weniger nV liegen und Eigenerwärmung vernachlässigt werden kann [Bön01b]. Um niederfrequente Störspannungen zu kompensieren, werden die Thermospannungen jeweils für beide Polungen gemessen und die Differenz der Messungen ausgewertet.

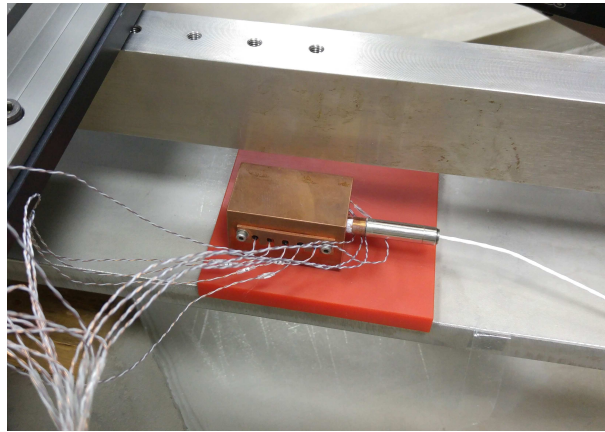


Abbildung 3.8: Kupferblock mit eingesetztem Pt-25 Thermometer und Thermoelementen als Referenzpunkt

3.2 Justage des Interferometers

Um bei der interferometrischen Längenmessung der Probe die korrekte Probenlänge zu erhalten, ist es notwendig, die Probe möglichst genau zum Laserstrahl auszurichten. Nur wenn der Strahl senkrecht auf die Probenendflächen trifft bzw. im Falle nicht exakt paralleler Endflächen parallel zur Probenachse verläuft, schleichen sich keine Winkelfehler wie der Cosinusfehler ein. Um eventuelle Abweichungen von der Parallelität der Endflächen in einem beidseitig antastenden Interferometer zu bestimmen, ist es wichtig, die beiden Interferometerarme nicht isoliert voneinander zu betrachten, sondern genau aufeinander auszurichten. Eine Verbindung der beiden Arme ist in diesem Interferometer durch die in beide Richtungen an der Probe vorbeilaufenden Strahlen gegeben. Das Einstellen streifenloser Interferenzbilder stellt beim BOA eine notwendige aber keine hinreichende Bedingung für parallel zur Probe verlaufende Strahlen dar. Auch bei schräg zur Probe verlaufenden Strahlen kann ein Zustand erreicht werden, in dem sich auf den Kameras beider Interferometerarme streifenlose Interferenzbilder ergeben, die gemessene Probenlänge durch die schräg verlaufenden Strahlen aber fehlerbehaftet ist. Deshalb ist ein spezielles Justageverfahren notwendig, mit dem sichergestellt wird, dass der Strahl auf eine der Referenzflächen senkrecht auftrifft. Dazu wird ein sogenanntes Autokollimationsverfahren verwendet, bei dem der durch den Eingangsachromaten kollimierte Strahl an einer ebenen Fläche reflektiert und über den Achromaten zurück auf die Faser geworfen wird. Der Strahl trifft nur exakt auf die Faser

zurück, wenn er senkrecht auf die reflektierende Referenzfläche trifft. Dieser Vorgang wird in Kapitel 3.2.2 näher erläutert. Nach der Autokollimation werden alle verbleibenden Komponenten so justiert, dass sich auf den beiden Kameras möglichst streifenlose Interferenzbilder ergeben, der Strahl also auf diese Komponenten ebenfalls senkrecht auftrifft. Durch das Einstellen streifenloser Interferenzbilder in Kombination mit der Autokollimation wird erreicht, dass die Strahlen von beiden Seiten des Interferometers parallel verlaufen, es wird aber nicht sichergestellt, dass die Strahlen auch tatsächlich überlagert sind. Lateral zueinander verschobene Strahlenbündel erzeugen Interferenzbilder mit verringertem Kontrast, der die Detektion der Probenposition im Interferenzbild erschwert. Deshalb wird mit einem in Kapitel 3.2.3 vorgestellten Verfahren die Überlagerung der Strahlen durchgeführt. Die im Folgenden beschriebene Grundjustage wird nur beim Aufbau des Interferometers oder Änderungen der Komponenten vorgenommen. Vor Messungen wird nur eine Feinjustage bestehend aus dem in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Autokollimationsverfahren und gegebenenfalls der in Kapitel 3.2.3 erläuterten Überlagerungsjustage durchgeführt.

3.2.1 Grundjustage

Die Grundjustage wird nur beim Aufbau des Interferometers oder Änderungen der Komponenten vorgenommen. Vor Messungen wird nur eine Feinjustage bestehend aus dem in Kapitel 3.2.2 und gegebenenfalls der in Kapitel 3.2.3 erläuterten Überlagerungsjustage durchgeführt.

Für die Grobjustage wird zunächst ein grüner kollimierter Laserstrahl eines Hilfslasers in eine Hilfsfaser eingekoppelt und mit einem Faserkollimator versehen, der in die für die eigentlich verwendete Multimode-Faser genutzte Faserhalterung eingesetzt wird. Auf diese Weise kann der Faserhalter bereits passend an die Rahmenbedingungen des Interferometers, wie die Vakuumfenster, angepasst werden. Es entsteht ein etwa ein Millimeter breiter Laserstrahl, mit dessen Hilfe die einzelnen Komponenten grob in ihrer Position vorausgerichtet werden können, da der Strahl mit bloßem Auge deutlich besser zu erkennen ist, als der zur Messung eingesetzte aufgeweitete Laserstrahl. Der Hilfsstrahl wird so ausgerichtet, dass er möglichst genau waagerecht verläuft, mittig durch das Eingangsfenster des Kessels trifft und durch den rechten unteren Kreuzungspunkt des Invardreiecks verläuft, auf dem der rechte Strahlteiler

ST_3 positioniert werden soll. Entlang dieses Hilfsstrahles werden die obere und rechte Strahlteilerplatte ST_1 und ST_3 (siehe Abbildung 3.1) platziert und so ausgerichtet, dass der Schnittpunkt der an ST_1 und ST_3 reflektierten Strahlen über dem linken Kreuzungspunkt des Invardreiecks liegt. An dieser Stelle wird der linke Strahlteiler ST_2 montiert, so dass sich zwei geschlossene gegenläufige dreieckförmige Strahlverläufe ergeben, die zurück zum Faserausgang führen. Die gegenläufigen Strahlen zwischen ST_2 und ST_3 verlaufen dann parallel, wenn auch nicht zwangsläufig deckungsgleich. Der linke und rechte Referenzspiegel RS_1 und RS_2 werden mittig zum Hilfsstrahl positioniert und so gekippt, dass die reflektierten Strahlen zurück auf die Faser treffen. Im Anschluss wird überprüft, ob die am zweiten Strahlteiler reflektierten und am dritten Strahlteiler transmittierten Strahlen, sowie die an den Referenzspiegeln und den unteren Strahlteilern reflektierten Strahlen mittig durch die Ausgangsfenster des Vakuumkessels verlaufen. Gegebenenfalls ist eine Anpassung der Ausrichtung der Faser und den drei Strahlteilerplatten notwendig, um dies zu gewährleisten und gleichzeitig alle zum Interferometereingang zurück reflektierten Strahlen auf die Faser auszurichten. Die Linsen der Abbildungssysteme werden ebenfalls lateral zum Strahl ausgerichtet. Um einen beidseitig telezentrischen Strahlengang zu erzeugen, werden die beiden Linsen jeweils im Abstand der Summe beider Brennweiten platziert. Dies bietet den Vorteil, dass bei einer Änderung der Position der Endmaßfläche das Bild auf der Kamera durch Verschieben scharfgestellt werden kann, ohne den Abbildungsmaßstab zu verändern.

Anschließend wird die Hilfsfaser mit dem Faserkollimator gegen die im Experiment verwendete geschüttelte an das Umschaltersystem angeschlossene Faser ausgetauscht, um auch die entlang der Strahlrichtung verlaufende z-Position der Komponenten optimal einstellen zu können. Dazu wird zunächst der Eingangskollimator so zur Faser ausgerichtet, dass sich die Faser genau in dessen Brennpunkt befindet. Dies kann unter Zuhilfenahme einer Planparallelplatte hinter dem Kollimator erreicht werden, hinter dem in Reflexion sphärische Interferenzringe erzeugt werden, wenn das Strahlenbündel nicht ausreichend kollimiert ist. Die laterale Positionierung des Kollimators wird über einen an der Rückseite der Halterung befestigten Hilfsspiegel vorgenommen, so dass der Rückreflex zurück auf die Faser gerichtet ist. Im Anschluss wird der Strahlverlauf im Inneren des Kessels überprüft. Dazu wird der Strahl zwischen den unteren beiden Strahlteilern, sowie vor dem linken Referenzstrahl blockiert, um zu überprüfen, ob der am rechten Referenzspiegel reflektierte Strahl noch

immer zurück in die Faser gerichtet ist. Analog wird mit einer Abdeckung des rechten Referenzstrahles die Ausrichtung von RS_1 überprüft. Mit einer Abdeckung beider Referenzstrahlen wird überprüft ob die dreieckförmigen entgegengesetzt verlaufenden Strahlen ebenfalls zurück auf die Faser geworfen werden. Im abgedunkeltem Raum sollte bei maximaler Intensität mit einem Schirm vor den Ausgängen des Vakuumkessels bereits Interferenz zu erkennen sein. Die Ausgangskollimatoren werden so platziert, dass sie möglichst komplett ausgeleuchtet werden und senkrecht zum Strahl ausgerichtet sind. Die Irisblenden werden in den Fokus der Strahlen platziert. Der optimale Abstand zwischen den beiden Linsen des Abbildungssystems wird erreicht, wenn der austretende Strahl seinen Querschnitt auch bei großer Entfernung von mindestens einem Meter beibehält. Die CCD-Kameras werden passend zum entstandenen Interferenzbild hinter der letzten Linse platziert und bewusst gegen die Strahlrichtung verkippt, da ansonsten Störstrahlen durch die Reflexion an den Kamerafenstern des gegenüberliegenden Interferometerarmes entstehen können. Zur Überprüfung der Überlagerung der zwischen den unteren Strahlteilern verlaufenden gegenläufigen Strahlen wird ein Fadenkreuz vor dem Eingangsfenster des Vakuumkessels platziert. In den Interferenzbildern sollte das Fadenkreuz von beiden interferierenden Strahlen deckungsgleich abgebildet werden, also nur einmal im Interferenzbild zu sehen sein. Ansonsten empfiehlt es sich die in Kapitel 3.2.3 beschriebene Überlagerungsjustage durchzuführen, um den Interferenzkontrast des leeren Interferometers zu vergrößern.

3.2.2 Feinjustage

Aufgrund von Temperaturschwankungen und leichten Erschütterungen des Interferometers beim Schließen des Vakuumkessels ist es notwendig, vor jeder neuen Messreihe eine Feinjustage vorzunehmen, mit der die Strahlen wieder senkrecht zu den Referenzspiegeln und der Probe ausgerichtet werden. Der erste Schritt der Feinjustage ist das im folgenden beschriebene Autokollimationsverfahren [Sch04a]. Um den Strahl möglichst senkrecht zu einer Referenzfläche auszurichten, wird der Rückreflex von dieser Fläche auf die verwendete Multimode Faser ausgerichtet. Dafür kann der Rückreflex einer der Probenflächen verwendet werden, aufgrund der größeren Reflektivität und des größeren Querschnitts bietet sich jedoch der rechte Referenzspiegel RS_2 als Referenzfläche an. Für den Autokollimationsscan wird die maximal verfügbare Intensität

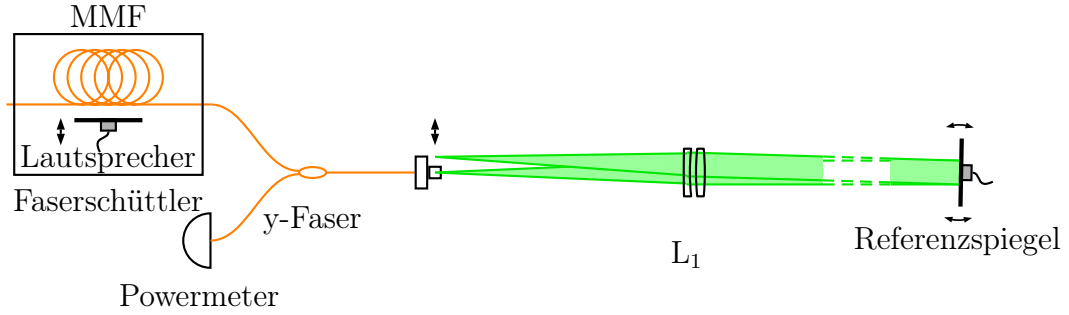


Abbildung 3.9: Autokollimationsverfahren

am Leistungsabschwächer des grünen Lasers eingestellt, da die Intensität des Rückreflexes durch die Transmissivität am Strahlteiler von etwa 25% bei den vier Durchgängen durch die Strahlteiler deutlich reduziert wird. Um den ins Interferometer einfallenden Strahl senkrecht auf den Referenzspiegel auszurichten, wird nicht die Position der Faser verändert, sondern die Ausrichtung des Referenzspiegels variiert. Der zum Phasenschieben (siehe Kapitel 4.2) genutzte piezoelektrische Aktuator wird dabei zum Verkippen des Referenzspiegels genutzt. Durch das Verkippen des Spiegels wandert die Position des durch den Kollimator fokussierten Strahles in der Faserebene umher, wie in Abbildung 3.9 gezeigt. Detektiert wird der Rückreflex mit Hilfe einer y-Faser zwischen dem Faserschüttler und dem Faserende über ein fasergekoppeltes Powermeter. Der Scanbereich in der Faserebene beträgt nur etwa $215 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m}$, um zeitgleich eine ausreichend kleine Auflösung der Schrittgröße beim Phasenschieben mit den Piezosystemen zu gewährleisten. Deshalb ist es notwendig, den Rückreflex zuvor manuell möglichst gut auf die Faser auszurichten.

Anhand eines Rasters, in dem die detektierte Intensität über der Position des Rückreflexes bzw. der Neigung des Piezoaktuators aufgetragen ist, kann die optimale Ausrichtung des Referenzspiegels ermittelt werden. Um das Rauschen des Signals zu verringern, ist es ratsam, die anderen Rückreflexe auf die Faser, die durch Reflexion am anderen Referenzspiegel und dem kompletten Dreiecksverlauf zwischen den Strahlteilern entstehen, durch leichte Dejustage von RS_1 und ST_2 in der Faserebene abzulenken.

Nachdem RS_2 durch den Autokollimationsscan optimal ausgerichtet wurde, wird die Probe mittels des elektrischen Verfahrtschisches so ausgerichtet, dass auf der rechten Kamera ein streifenloses Interferenzbild der Probe zu erkennen ist. Als nächstes wird ST_2 so ausgerichtet, dass auch der äußere Bereich des Interferenzbildes auf der rechten Kamera streifenlos ist. Als letzter Schritt

wird RS_1 so justiert, dass sich ein streifenloses Bild im äußeren Bereich der Kamera des linken Interferometerarmes ergibt. Hat die eingesetzte Probe sehr parallele ebene Endflächen, so erhält man auf der linken Kamera auch ein streifenloses Bild der Probe. Dieser komplette Justagevorgang muss vor jeder neuen Messreihe durchgeführt werden, um sicherzugehen, dass die Strahlen parallel zur Probe verlaufen.

3.2.3 Überlagerung der umlaufenden Strahlen

Nach Durchführung der in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Prozedur kann es vorkommen, dass der Kontrast im äußeren Bereich des Strahles sehr viel geringer ist als im Bereich der Probe. Dieser Effekt tritt auf, wenn der Referenzstrahl und der umlaufende Strahl, der von der anderen Interferometerseite kommt, hinter dem letzten Strahlteilerdurchgang parallel zueinander verschoben sind. Um die Auswertung der Messung und die Detektion der Probenposition zu erleichtern, ist es sinnvoll, die Strahlen ab dem letzten Strahlteiler deckungsgleich zu überlagern, wodurch auch die exakte Überlagerung der in beide Richtungen zwischen den beiden unteren Strahlteilern umlaufenden Strahlen erreicht wird. Das Überlagerungsverfahren wird nach dem Autokollimationsscan ausgeführt, so dass der Rückreflex von RS_2 bereits auf die Faser ausgerichtet ist. Ein Fadenkreuz wird in den kollimierten Strahl hinter den Eingangsschrammen positioniert. Im nächsten Schritt wird ST_2 so verkippt, dass auf der rechten Kamera die beiden Bilder des Fadenkreuzes noch weiter gegeneinander verschoben werden. ST_3 wird dann so angepasst, dass die Strahlen im geschlossenen Strahldreieck wieder überlagert werden. Da die Position des Rückreflexes auf der Faser per Augenmaß nicht ausreichend justiert werden kann und ein erneuter Autokollimationsscan viel Zeit in Anspruch nimmt, wird stattdessen der ST_3 um denselben Betrag verkippt wie ST_2 , was mit Hilfe der identischen Micropusher an beiden Strahlteilerhaltern problemlos erreicht werden kann. Dazu muss ST_3 in der Höhe in die entgegengesetzte Richtung wie ST_2 verkippt werden. Die seitliche Verkipfung erfolgt in dieselbe Richtung wie bei ST_2 . Durch das Verkippen von ST_3 ändert sich auch die Ausrichtung des Strahles zu RS_2 . Dieser wird durch manuelles Verstellen am Piezocontroller wieder so ausgerichtet, dass der Rückreflex auf der Faser mit dem Powermeter detektiert werden kann. Nach diesem ersten Durchgang sollte der Abstand der Bilder des Fadenkreuzes auf der rechten Kamera schon deutlich reduziert worden sein. Weitere

Durchgänge dieses iterativen Justageverfahrens werden durchgeführt, bis die Bilder des Fadenkreuzes auf der rechten Kamera überlagert sind. Im Anschluss wird die Feinjustage wie in Kapitel 3.2.2 beschrieben erneut durchgeführt, um ein senkrechtes Auftreffen der Strahlen auf die Messflächen der Probe bzw. einen zur Probenachse parallelen Strahlverlauf sicherzustellen.

Kapitel 4

Mess- und Auswerteverfahren

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie mit dem in Kapitel 3 vorgestellten Aufbau die Länge einer prismatischen Probe mit Hilfe von Differenzen verschiedener optischer Weglängen bestimmt werden kann. Die Zusammensetzung der Länge des Probenkörpers aus den verschiedenen optischen Weglängen wird in Unterkapitel 4.1 erläutert. Die hierfür benötigten Messungen setzen sich aus mehreren verschiedenen Schritten zusammen, die in Abbildung 4.1 gezeigt sind.

Das Prozedere beginnt mit dem Einsetzen und groben Ausrichten der Probe. Der Winkel der Probe muss so eingestellt werden, dass die an der Probe reflektierten Strahlen durch die Irisblende auf die Kamera gelangen und Interferenzstreifen im Bild der Probe auf der Kamera sichtbar werden. Nach dem Schließen der Vakuumkammer und der Aktivierung der Temperierung erfolgt eine Wartezeit von etwa 24 h für den Evakuierungsvorgang und das Ausbilden eines thermischen Gleichgewichtes im Inneren der Vakuumkammer. Vor der eigentlichen Durchführung der Messung wird zunächst ein Autokollimationsscan und eine anschließende Feinjustage wie in Kapitel 3.2.2 beschrieben vorgenommen, um die Strahlen und die Messflächen der Probe senkrecht zueinander auszurichten.

Der eigentliche Messvorgang wird computergesteuert durchgeführt. Dazu wird ein im Rahmen der vorliegenden Arbeit in Labview implementiertes Programm verwendet, das eine einfache Ansteuerung der zur Messung benötigten Hardware wie z. B. das Verstellen der Referenzspiegel und die Aufnahme der Interferogramme mit den CCD-Kameras ermöglicht. Eine Einzelmessung der Probenlänge inklusive des Speicherns der Interferogramme dauert knapp eineinhalb Minuten. Sie setzt sich aus dem Phasenschieben und dem Einlesen der

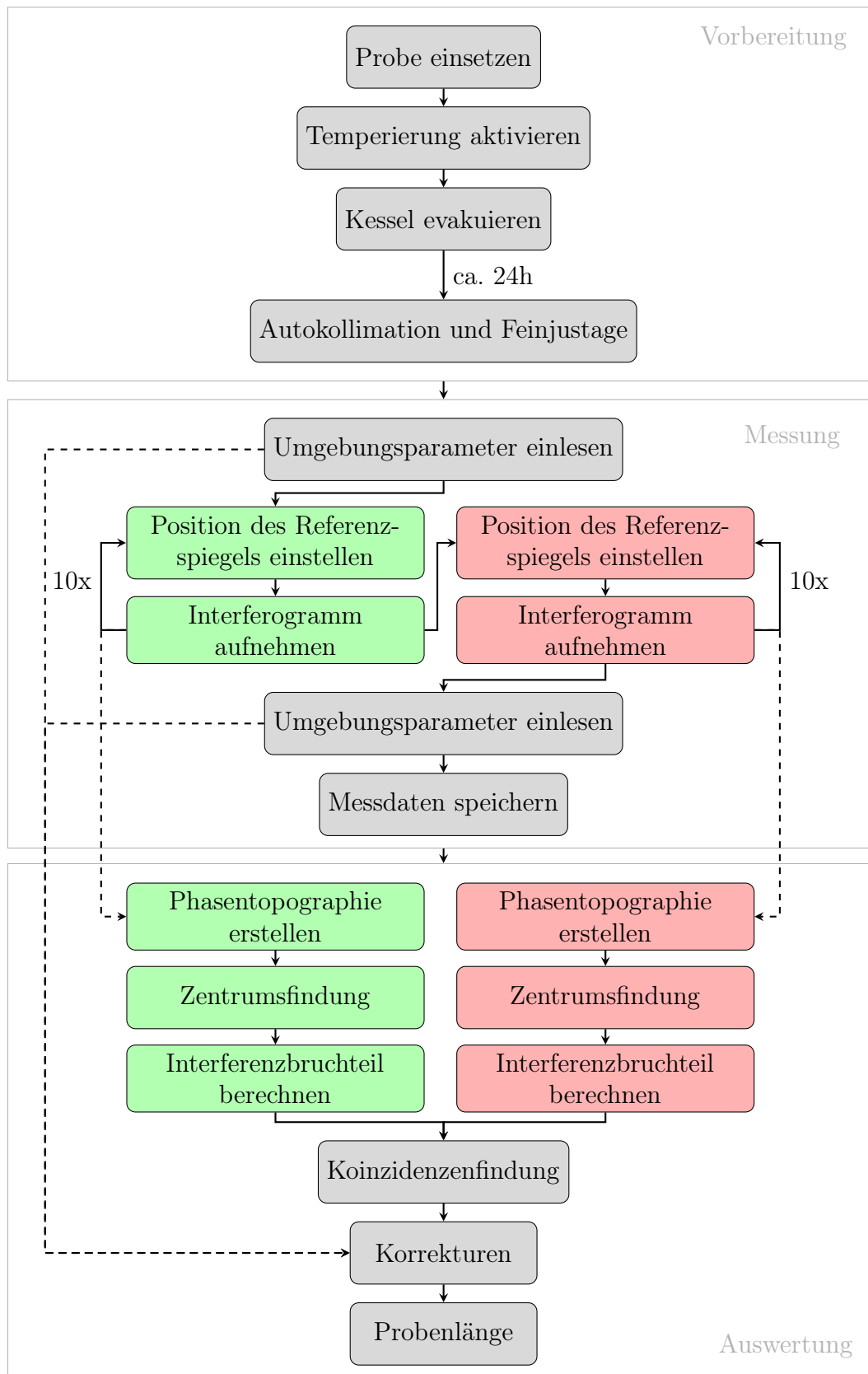


Abbildung 4.1: Ablauf der Messung und Auswertung beim beidseitig antastenden Interferometer

Umgebungsparameter, wie der Temperatur des Probenkörpers, zu Beginn und am Ende jeder Messung zusammen. Für das Phasenschieben wird zunächst in beiden Armen die Position der Referenzspiegel wie in Kapitel 3.1.6 beschrieben eingestellt. Im Anschluss wird in beiden Interferometerarmen gleichzeitig ein Interferogramm über die CCD-Kamera aufgenommen. Während der Aufnahme der Interferogramme wird das Faserschütteln (siehe Kapitel 3.1.4) aktiviert, um mit der Multimode-Faser eine gleichmäßige Ausleuchtung der Kamera zu erzielen. Anschließend wird der Referenzspiegel entlang der Strahlrichtung verschoben und weitere Interferogramme aufgezeichnet. Dieser Vorgang wird so lange wiederholt, bis 10 Interferogramme mit verschiedenen Positionen der Referenzspiegel vorhanden sind. Die zweite Wellenlänge wird eingestellt und der Vorgang des Phasenschiebens mit den zehn verschiedenen Referenzspiegelpositionen erneut durchgeführt. Die Umgebungsdaten und Interferenzbilder werden anschließend in einem Textformat abgespeichert. Der Vorgang der Messung wird normalerweise mehrfach wiederholt, um mehrere Ergebnisse der Längenmessung desselben Probenkörpers zu erzeugen. Dies dient der Kontrolle und Reduzierung des Einflusses von Vibrationen.

Im Anschluss an die Messungen einer Messreihe wird die Auswertung der Daten mit einem weiteren Labview-Programm vorgenommen. Dazu wird aus den zehn unter Verwendung des grünen Lasers aufgenommenen Interferogrammen eines Interferometerarmes jeweils eine Phasentopographie berechnet (siehe Kapitel 4.2). Im Anschluss wird mit dem in Kapitel 4.3 erläuterten Verfahren für beide Interferometerarme das Zentrum bzw. der Probenfläche detektiert. Die Länge des Probenkörpers wird üblicherweise als Mittenmaß, also als Länge des Körpers im Mittelpunkt der Messflächen, angegeben. Die Probenlänge für jeden anderen beliebigen Punkt auf der Probenfläche lässt sich zusätzlich über die Probentopographien bestimmen. Um den Interferenzbruchteil zu berechnen, werden die Phasenwerte in drei zum Probenzentrum symmetrisch angeordneten Bereichen, sogenannten Regions of Interest (ROI), für beide Interferometerarme ausgewertet. Auf die Berechnung der Interferenzbruchteile wird in Unterkapitel 4.4 näher eingegangen. Nachdem der Interferenzbruchteil für die Messung mit dem grünen Laser bestimmt wurde, wird die Berechnung der Phasentopographie, die Zentrumsfindung und die Interferenzbruchteilberechnung für die mit dem roten Laser aufgenommenen Interferogramme durchgeführt. Aus den für die beiden Wellenlängen bestimmten Interferenzbruchteilen wird über das sogenannte Koinzidenzverfahren (siehe 4.5) die ganzzahlige

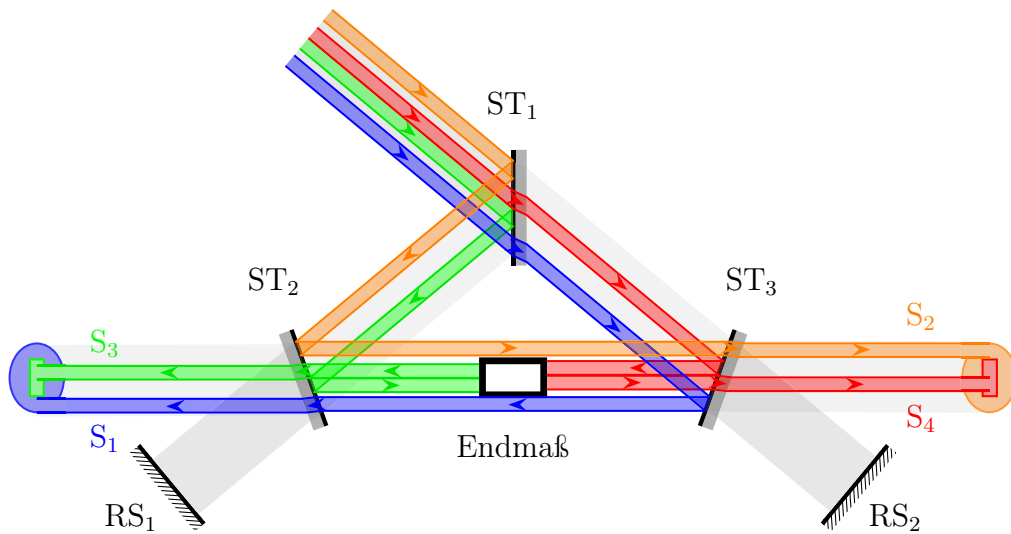


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der verschiedenen Strahlwege und ihre Lage im Strahlquerschnitt

Interferenzordnung bestimmt. Um die tatsächliche Probenlänge zu erhalten, müssen noch verschiedene in Kapitel 4.6 beschriebene Korrekturen, wie z. B. die thermische Ausdehnung durchgeführt werden. Dazu werden die während der Messung aufgezeichneten Umgebungsparameter benötigt.

4.1 Absolute Längenmessung

Die Längenmessung der Probe basiert auf der Messung des Unterschiedes der zurückgelegten optischen Weglänge S_i verschiedener Strahlen im Interferometer. Diese Strahlwege sind in Abbildung 4.2 eingezeichnet. Die von außerhalb des Vakuumkessels kommenden kollimierten Strahlen werden in ihrer Intensität am oberen Strahlteiler ST_1 hälftig aufgeteilt und zum linken Strahlteiler ST_2 reflektiert bzw. zum rechten Strahlteiler ST_3 transmittiert. Die dort reflektierten Strahlen werden zum Teil an den Endflächen der Probe reflektiert (S_3 in grün bzw. S_4 in rot), der äußere Teil des Strahles läuft an der Probe vorbei zum gegenüberliegenden Strahlteiler (S_2 in orange bzw. S_1 in blau). Die Kanten der Probenflächen werden auf die Kameras abgebildet und trennen den Bereich der an der Probe reflektierten Strahlen vom Bereich der an der Probe vorbeilaufenden Strahlen.

Die Länge der Probe l ergibt sich auf einfache Weise als Wegunterschied der an der Probe reflektierten Strahlen zu den an der Probe vorbeilaufenden

Strahlen, der für beide Interferometerarme aufaddiert wird [Kur06]

$$l = \frac{1}{2} (S_1 - S_3 + S_2 - S_4). \quad (4.1)$$

Da die direkte Messung der zurückgelegten Wegstrecken nicht möglich ist, wie bereits in Kapitel 2.1 erläutert wurde, macht man sich den Effekt der Interferenz zunutze. Erst aus der Interferenz zweier Strahlen können Informationen zur Phase der Strahlen und damit zur zurückgelegten Wegstrecke gewonnen werden. Die am linken und rechten Strahlteiler transmittierten Strahlen werden an den Referenzspiegeln RS_1 und RS_2 reflektiert und interferieren jeweils mit einem an der Probe reflektierten und einem an der Probe vorbeilaufenden Strahl. Auf diese Weise entstehen in jedem Interferenzbild zwei verschiedene Interferenzbereiche, die miteinander verglichen werden. Die Weglänge der Referenzstrahlen spielt dabei keine Rolle, da diese für die beiden zu vergleichenden Bereiche auf derselben Kamera jeweils identisch sind. Um an die aus den verschiedenen Weglängen resultierenden Phasen der anderen Strahlen zu gelangen, wird über das Verfahren des Phasenschiebens eine Phasentopographie erzeugt.

4.2 Phasenschiebeinterferometrie

Beim sogenannten Phasenschieben wird auf Basis von mehreren Interferenzmessungen z. B. durch Änderung der Laserfrequenz oder der Weglänge des Referenzstrahles die Phasenlage ermittelt. Beim beidseitig antastenden Interferometer wird dafür der Phasenalgorithmus von Tang [Tan96] verwendet, der auch schon beim Prototyp des beidseitig antastenden Interferometers Anwendung fand [Abd12b]. Es handelt sich um einen selbstkalibrierenden fünf-Schritt-Algorithmus, der insensitiv in Bezug auf lineare Phasenschrittfehler ist und verbesserte Rauschunterdrückung im Vergleich zum bekannteren auf vier Phasenschritten basierenden Carré-Algorithmus [Car66] bietet. Der Tang-Algorithmus benötigt fünf phasenverschobene Interferenzbilder mit einer Phasenschrittgröße von $\pi/2$. Für die Intensität gilt dann für die verschiedenen Schritte

$$I_k = a + b \cos[\phi + (k - 3)\alpha], \quad k = 1, 2, \dots, 5, \quad (4.2)$$

wobei a der Hintergrundintensität, b der Modulation der Interferenzstreifen

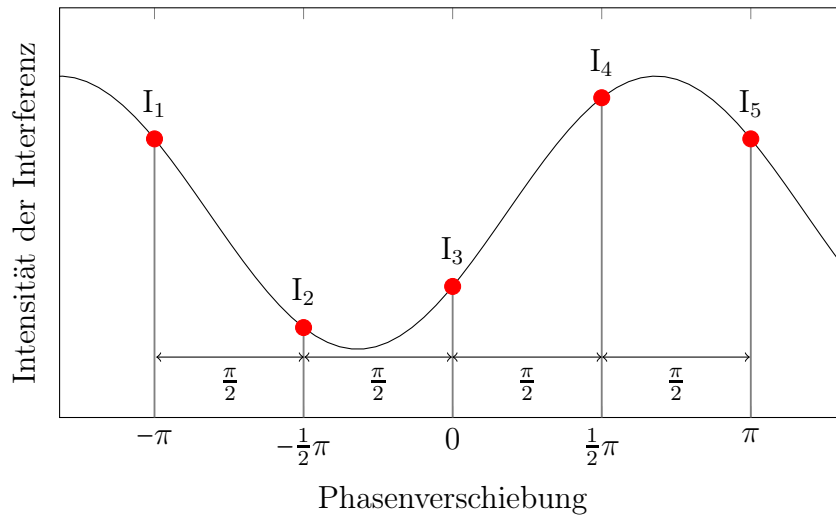


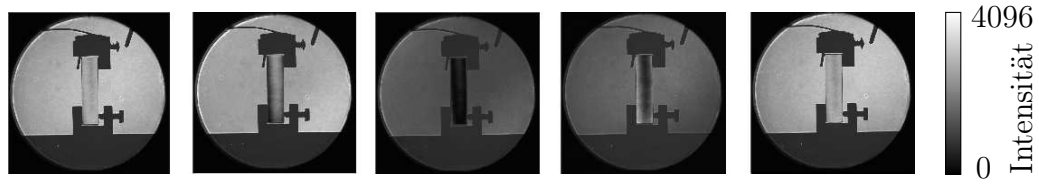
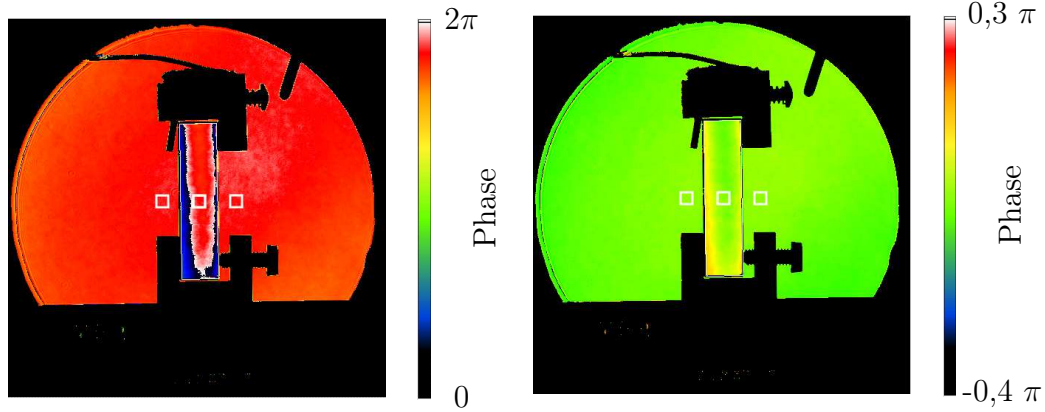
Abbildung 4.3: Verteilung der Intensitäten eines Pixels der verschiedenen Interferogramme im Phasenverlauf für beliebige Startposition des Referenzspiegels

und α dem konstanten Phasenschritt von $\pi/2$ entspricht [Tan96].

Am beidseitig antastenden Interferometer wird dies über das Verschieben der Referenzspiegel entlang der Strahlrichtung erreicht. Durch die Reflexion am Referenzspiegel muss dieser nur um $\pi/4$ verschoben werden, um die gewünschte Phasenschrittgröße zu erzeugen. Durch das Verschieben der Referenzspiegel ändert sich die Phase der aus den beiden interferierenden Strahlen resultierenden Welle. Damit ändert sich auch die Intensität der Interferenz wie in Abbildung 4.3 gezeigt. Anhand der Intensitätsvariationen zwischen den einzelnen Phasenschritten kann die Interferenzphase ϕ ermittelt werden.

Um eine zusätzliche Kontrolle über Probleme beim Vorgang des Phasenschiebens zu ermöglichen, werden zusätzlich zu den fünf für den Tang-Algorithmus benötigten Interferenzbilder fünf weitere jeweils um eine halbe Schrittgröße versetzte Interferenzbilder aufgenommen. Während der Messung werden deshalb für jeden Arm und jede Wellenlänge zehn phasenverschobene Interferenzbilder mit einer Phasenschrittgröße von $\pi/8$ aufgenommen und daraus zwei zueinander versetzte Phasentopographien erstellt. Die Differenz der Phasentopographien gibt Auskunft über Fehler beim Vorgang des Phasenschiebens, wie z. B. das Verkippen des Referenzspiegels.

Die Phasenberechnung aus den Interferogrammen erfolgt pixelweise. Die Phase des Pixels mit der Position (x, y) berechnet sich nach der folgenden

(a) Interferenzbilder mit Phasenschrittgröße $\pi/2$ 

(b) resultierende Phasentopographie

(c) Phasentopographie ohne Phasensprünge

Abbildung 4.4: Fünf zu einander phasenverschobene Interferogramme und die daraus resultierende Phasentopographie

Formel (nach [Tan96])

$$\phi(x, y) = \arctan \begin{cases} \frac{u}{v} & I_4(x, y) \geq I_2(x, y) \\ \frac{-u}{v} & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.3)$$

$$u = \frac{\sqrt{[2(I_4(x, y) - I_2(x, y)) + (I_5(x, y) - I_1(x, y))]} \cdot [2(I_4(x, y) - I_2(x, y)) - (I_5(x, y) - I_1(x, y))]}{[2(I_4(x, y) - I_2(x, y)) - (I_5(x, y) - I_1(x, y))]}$$

$$v = I_1(x, y) - I_5(x, y) - 2I_3(x, y),$$

wobei $I_1(x, y)$, ..., $I_5(x, y)$ den Intensitäten des Pixels in den Interferenzbildern 1 bis 5 entsprechen. Am Schluss ergibt sich eine zweidimensionale Phasenkarte, wie in Abbildung 4.4 zusammen mit den fünf phasenverschobenen Interferogrammen gezeigt.

Parallel zur Bestimmung der Phasenwerte der einzelnen Pixel wird überprüft, ob die Änderung der Intensität in diesem Pixel kleiner als ein durch den erwarteten Kontrast vorgegebener Wert ist. In diesem Fall liegt keine Interferenz vor. Dies ist z. B. bei zum Probenhalter oder der Auflage gehörigen Pixeln der Fall, aber auch an den Kanten der Probe, da diese immer eine leichte Fase

besitzen, und das Licht durch die angeschrägten Kanten in eine andere Richtung reflektiert wird. Diese Pixel werden als Pixel ohne Interferenz in einer Maske abgespeichert, die später zur Zentrumsfindung der Probe benötigt wird (siehe 4.3).

Der Phasenalgorithmus erzeugt Phasenwerte in einem Bereich von 0 bis 2π , so dass es je nach erhaltener Phasentopographie, wie in Abbildung 4.4b zu sehen, zu Sprüngen in der Phase kommen kann. Um die Phasendifferenz der umlaufenden Strahlen zu den an der Probe reflektierten Strahlen zu bestimmen, werden die Phasenwerte innerhalb der ROI ausgewertet, von denen sich eine zentral auf der Probenfläche und zwei weitere symmetrisch außerhalb des Probenbereiches befinden (siehe Abbildung 4.4b,c). Dazu müssen vorher alle Phasensprünge entfernt werden, die entweder innerhalb einer ROI oder zwischen der linken und der rechten ROI verlaufen. Dieser Vorgang wird als **"Phase Unwrapping"** bezeichnet. Die Phasenwerte benachbarter Pixel werden verglichen und bei einem auftretenden Phasensprung der zweite Phasenwert um 2π korrigiert. Damit verschiebt sich der Phasensprung um einen Pixel, da der darauffolgende Pixel zum gerade korrigierten Pixel weiterhin um 2π verschoben ist. Es muss deshalb Pixel für Pixel vorgegangen werden, um ein Phasensprung zu eliminieren, so dass sich ein stetiger Verlauf der Phase wie in Abbildung 4.5 ergibt. Mathematisch lässt sich dieses Verfahren über die Formel

$$\phi^{stetig}(x) = \phi(x) - 2\pi \cdot \text{Round}((\phi(x) - \phi(x-1))/2\pi) \quad (4.4)$$

darstellen, wobei $\text{Round}()$ die Rundung auf die nächstgelegene ganze Zahl bezeichnet und der Pixelindex x schrittweise in einer Schleife um $+1$ erhöht wird.

In einer Dimension ergibt sich damit auf einfache Weise eine stetige Phasenverteilung. In zwei Dimensionen kann das Entfernen der Phasensprünge je nach Form der Phasensprungkante z. B. durch Rauschen beliebig kompliziert werden. Für die Auswertung am beidseitig antastenden Interferometer wird das Entfernen des Phasensprungs für den Probenbereich und den äußeren Bereich separat vorgenommen, wobei die beiden Bereiche über die bei der Phasenberechnung erzeugten Maske unterschieden werden, die bei der Zentrumsfindung (siehe Kapitel 4.3) um die Bereiche der Probe und der Umgebung erweitert wird. Über die mittlere Steigung der Phasenverteilung m_x in x- und m_y in y-Richtung wird eine Hilfsebene erstellt, die die Phasenverteilung im Punkt

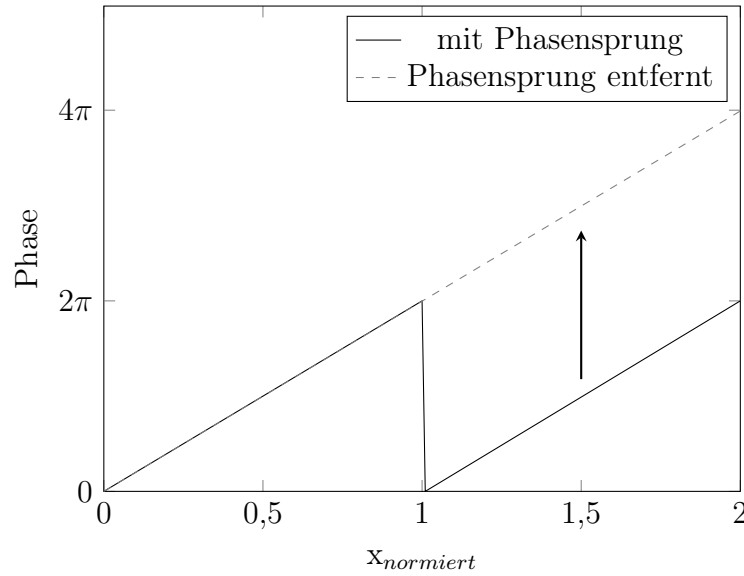


Abbildung 4.5: Entfernen der Phasensprünge: alle Werte nach dem Phasensprung werden um 2π erhöht

(x_c, y_c) berührt. Dieser befindet sich im Zentrum des Bildes, es wäre aber auch möglich einen anderen Punkt als Berührungspunkt zu verwenden. Die gerundete Differenz aus Phasenverteilung und Hilfsebene bildet dann einen ganzzahligen Untergrund der Phasenverteilung. Dieser Untergrund wird von der Phasenverteilung subtrahiert [Sch09]

$$\phi^{stetig}(x, y) = \phi(x, y) - 2\pi \cdot \text{Round}((\phi(x, y) - \phi^{eben}(x, y))/2\pi), \quad (4.5)$$

mit

$$\phi^{eben}(x, y) = \phi(x_c, y_c) + (x_c - x) \cdot m_x + (y_c - y) \cdot m_y. \quad (4.6)$$

Je nach Phasentopographie, z. B. bei starken Durchbiegungen können unter Verwendung dieses Verfahrens Fehler beim Entfernen des Phasensprunges auftreten. In diesem Fall wird das "Phase Unwrapping" zunächst zeilenweise vorgenommen und im Anschluss die Zeilen zueinander "unwrapped". In einem zweiten Durchgang wird zunächst für jede Spalte pixelweise der Phasensprung entfernt und anschließend die Spalten zueinander "unwrapped". Dieses Verfahren wird zweimal wiederholt, um alle Phasensprünge zu entfernen.

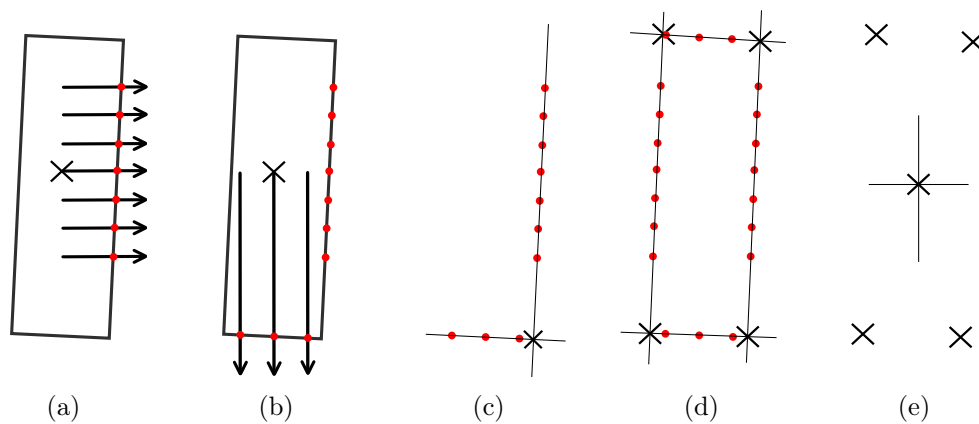


Abbildung 4.6: Methode der Zentrumsfindung, a) Suche der Kantenpixel rechts, b) Suche der Kantenpixel unten, c) linearer Fit durch die Kantenpunkte, d) Bestimmung der Eckpunkte über die Schnittpunkte der linearen Fits, e) Mittelung über die vier Eckpunkte ergibt Zentrumsposition

4.3 Die Zentrumsfindung

Da auch prismatische Körper nie perfekt ebene Oberflächen besitzen, ist es notwendig die Länge des Körpers auf eine bestimmte Position auf der Probenoberfläche zu beziehen (siehe [Int98]). Üblicherweise wird dafür genau das Zentrum auf den Messflächen verwendet. Um die Probenlänge an genau dieser Position zu bestimmen, muss also zunächst das Zentrum der Probe in der Phasenkarte bestimmt werden. Dazu wird per Mausklick im Probenbereich des Phasenbildes die grobe Position des Zentrums ausgewählt. Von dieser Position aus wird in der bei der Phasenberechnung erstellten Maske in alle vier Richtungen nach Pixeln ohne Interferenz gesucht, wie in Abbildung 4.6 gezeigt. Durch die gefundenen Kantenpunkte werden Geraden gefittet und die Schnittpunkte der Geraden berechnet. Der Mittelwert der so bestimmten Eckpunkte ergibt das Zentrum der Probe. Bei Defekten an den Kanten der Probe kann durch Auswahl einer leicht aus dem Zentrum der Probe versetzten Startpunkt der Bereich des Kantenscans angepasst werden, so dass die Defektstellen für die Zentrumsfindung nicht berücksichtigt werden. Durch ein leichtes Schrägstellen der Kamera kann erreicht werden, dass diese Zentrumsposition subpixelgenau aufgelöst werden kann.

Anhand der Zentrumsposition werden die Regions of Interest definiert, für die jeweils der Mittelwert der Phase über alle Pixel innerhalb der ROI errechnet wird. Die ROI können nur auf einzelne Pixel genau definiert werden. Um die

Genauigkeit der Messung zu verbessern ist es jedoch sinnvoll eine Subpixel-Korrektur anzubringen. Dazu muss zunächst für jede der in Abbildung 4.4 eingezeichneten ROI die mittlere Steigung der Phase pro Pixel in x-Richtung

$$\phi_x = \frac{1}{(b-a)(d-c+1)} \sum_{\substack{i=a,\dots,b-1 \\ j=c,\dots,d}} \phi_{i+1,j} - \phi_{i,j} \quad (4.7)$$

bzw. in y-Richtung

$$\phi_y = \frac{1}{(b-a+1)(d-c)} \sum_{\substack{i=a,\dots,b \\ j=c,\dots,d-1}} \phi_{i,j+1} - \phi_{i,j} \quad (4.8)$$

bestimmt werden, wobei a und b für die Grenzen der ROI in x-Richtung und c und d für die Grenzen der ROI in y-Richtung stehen. Die Subpixel-Anteile Δ_x und Δ_y der Position der ROI ergeben sich, indem vom Subpixel genau bestimmten Positionswert die nächstgelegene ganze Zahl subtrahiert wird. Die Subpixel-Korrektur [Sch04b],[Sch08] für eine einzelne ROI setzt sich aus der Summe der Subpixel-Anteile multipliziert mit der jeweiligen Steigung der Phase zusammen

$$\Delta\phi_{sp}^{ROI} = \phi_x \Delta_x + \phi_y \Delta_y \quad (4.9)$$

so dass sich für den gesamten Interferenzbruchteil die Subpixel-Korrektur

$$\Delta\phi_{sp} = \Delta\phi_{sp}^{la,LR} + \Delta\phi_{sp}^{la,PR} + \Delta\phi_{sp}^{la,rR} + \Delta\phi_{sp}^{ra,LR} + \Delta\phi_{sp}^{ra,PR} + \Delta\phi_{sp}^{ra,rR} \quad (4.10)$$

ergibt, also die Summe der Subpixelkorrekturen der drei einzelnen ROI für beide Interferometerarme.

4.4 Berechnung des Interferenzbruchteils

Innerhalb jeder ROI wird über die enthaltenen Phasenwerte gemittelt. Aus den Phasenwerten der ROI für beide Arme lässt sich dann der sogenannte Interferenzbruchteil zu

$$q_k = \frac{1}{2\pi} \left[\left(\frac{\phi_{ra}^{lR} + \phi_{ra}^{rR}}{2} - \phi_{ra}^{PR} \right) + \left(\frac{\phi_{la}^{lR} + \phi_{la}^{rR}}{2} - \phi_{la}^{PR} \right) \right] \quad (4.11)$$

bestimmen [Abd12b], wobei die Indizes lA und rA für den linken bzw. rechten Arm stehen, lR und rR für die linke und rechte ROI innerhalb eines Armes

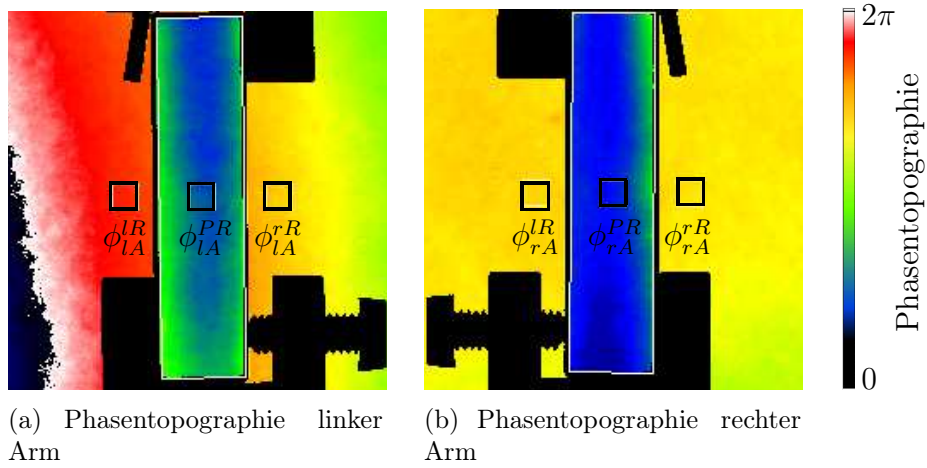


Abbildung 4.7: Anordnung der ROI im linken und rechten Interferometerarm

und PR für die mittlere ROI, die sich auf der Probe befindet (siehe Abbildung 4.7).

Die erhaltenen Phasenwerte stimmen aufgrund der Periodizität der Welle nur bis auf eine ganzzahlige Ordnung i_k mit der zurückgelegten Wegstrecke überein. Um die tatsächliche Länge der Probe

$$l_k = \frac{\lambda_k}{2}(i_k + q_k) \quad k = 1, 2. \quad (4.12)$$

zu bestimmen, muss zusätzlich die ganzzahlige Ordnung i_k bestimmt werden. Dazu wird das im nächsten Kapitel erläuterte Koinzidenzverfahren angewandt.

4.5 Das Koinzidenzverfahren

Das Koinzidenzverfahren basiert auf der Forderung, dass sich für verschiedene zur Messung verwendete Wellenlängen dieselbe Probenlänge ergibt. Im Falle des beidseitig antastenden Interferometers werden ein iodstabilisierter Helium-Neon Laser bei 633 nm und ein iodstabilisierter frequenzverdoppelter Neodym:YAG Laser bei 532 nm verwendet. Mit beiden Lasern wird nacheinander eine komplette Messung inklusive des Phasenschiebens mit der der Wellenlänge entsprechenden Phasenschrittgröße durchgeführt, um für jede Wellenlänge k einen Interferenzbruchteil q_k zu ermitteln.

Für die bislang unbekannte ganzzahlige Interferenzordnung einer Wellenlänge wird nach [Sch09] eine Vielzahl von ganzzahligen Interferenzordnungen angenommen, indem sie aus einer aus der Nennlänge l_{Nenn} ermittelten Ord-

nung i_k und einer zu variierende Ordnung δ_k zusammengesetzt wird, so dass sich die Probenlängen für die beiden verschiedenen Wellenlängen als

$$l_{1,m} = \frac{\lambda_1}{2}(i_1 + \delta_{1,m} + q_1), \quad \delta_{1,m} \in \{-10, -9, \dots, -1, 0, 1, \dots, 9, 10\} \quad (4.13)$$

$$l_{2,n} = \frac{\lambda_2}{2}(i_2 + \delta_{2,n} + q_2), \quad \delta_{2,n} \in \{-3, \dots, -1, 0, 1, \dots, 3\} \quad (4.14)$$

schreiben lassen. Die Interferenzordnung i_k ergibt sich für die erste Wellenlänge aus der Nennlänge und der Wellenlänge zu

$$i_1 = \left[\frac{l_{\text{Nenn}}}{\lambda_1/2} \right]. \quad (4.15)$$

Die Interferenzordnung für die zweite Wellenlänge lässt sich aus der für die erste Wellenlänge ermittelten Probenlänge l_1 zu

$$i_2 = \left[\frac{l_1}{\lambda_2/2} \right] \quad (4.16)$$

bestimmen, was eine deutliche Reduzierung des Variationsbereiches ermöglicht. In der großen Anzahl aus sich für grün und für rot ergebenden Probenlängen unter Variation von $\delta_{1,m}$ und $\delta_{2,n}$ wird nach Übereinstimmungen gesucht. Dazu wird der Koinzidenzwert

$$\Delta = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N |\bar{l} - l_{k,j}| \quad (4.17)$$

berechnet, wobei

$$\bar{l} = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N l_{k,j} \quad (4.18)$$

dem Mittelwert der für die verschiedenen Wellenlängen ermittelten Probenlängen entspricht [Sch15]. Für die Verwendung von zwei Wellenlängen ergibt sich

$$\Delta = \frac{1}{2} |l_{1,m} - l_{2,n}|. \quad (4.19)$$

Zur Ermittlung der korrekten Probenlänge wird nach Probenlängenkombinationen mit $\delta_{1,m}$ und $\delta_{2,n}$ gesucht, die einen möglichst niedrigen Koinzidenzwert besitzen. Die Kombination mit dem geringsten Koinzidenzwert muss jedoch nicht immer auch die korrekte Probenlänge angeben. Dafür sollte zusätzlich zum Koinzidenzwert auch die Abweichung des Längenmittelwertes \bar{l} zum Nennmaß l_{Nenn} bzw. zum Vorwert der Probenlänge berücksichtigt werden [Sch15]. Um einen Überblick über die Koinzidenzen für die gefundenen

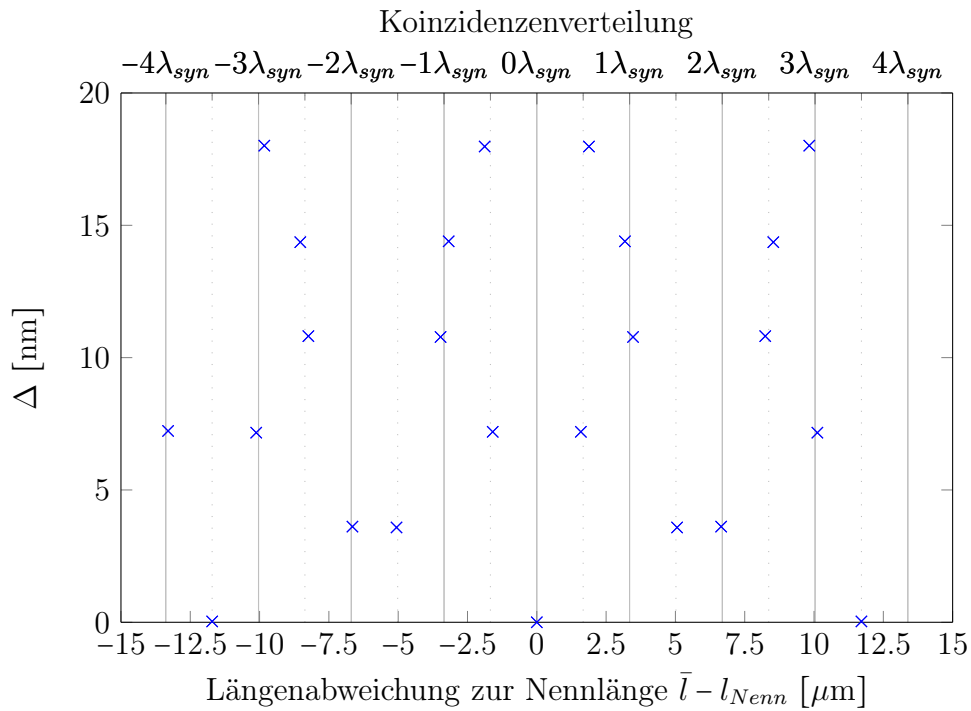


Abbildung 4.8: Fiktive Verteilung der Koinzidenzwerte Δ in Abhängigkeit der Längenabweichung zur Nennlänge bei einer Messung mit den Wellenlängen 532 und 633 nm bei exakter Bestimmung der Interferenzbruchteile und mit exakter Vorwertbestimmung der Nennlänge (in Anlehnung an [Sch15])

„Probenlängen“ zu bekommen, bietet es sich an, den Koinzidenzwert Δ über der Abweichung der gefundenen „Probenlänge“ zum Vorwert der Probenlänge aufzutragen. Abbildung 4.8 zeigt die Verteilung für eine fiktive Messung des BOA mit exakter Bestimmung der Interferenzbruchteile. Zur besseren Veranschaulichung wird hier von einem exakt bekannten Vorwert der Probenlänge ausgegangen. Das Minimum der Koinzidenz liegt somit gerade bei der Nennlänge der Probe, so dass davon ausgegangen werden kann, dass es sich um die korrekte Probenlänge handelt. Im allgemeinen ergeben sich für die Probenlänge jedoch merkbare Abweichungen zum Vorwert. Wird der Vorwert beispielsweise über eine mechanisch antastende Messung gewonnen, so ist die Längenmessung mit einer Messunsicherheit im dreistelligen Nanometerbereich behaftet. Liegen bereits interferometrisch gemessene Probenlängen vor, so können sich zwischen den Rekalibrierungen der Endmaße durch Verschleiß an den Messflächen oder Langzeitinstabilitäten des Materials über die Messunsicherheit herausgehende Abweichungen der Probenlänge von ihrem Vorwert ergeben. Je nach der Größe der Abweichungen kommen verschiedene Längen als tatsächliche Probenlänge in Frage. Wie Abbildung 4.8 zeigt, liegt die nächstgelegene mögliche „Probenlänge“ mit einer Koinzidenz von nahezu Null Nanometer $11,711 \mu\text{m}$ von der korrekten Länge entfernt. Dieser Abstand wird auch als Eindeutigkeitsbereich bezeichnet. Für das beidseitig antastende Interferometer entspricht dieser unter Verwendung der beiden Wellenlängen 532 nm und 633 nm gerade dem siebenfachen der halben synthetischen Wellenlänge

$$\lambda_{syn} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_2 - \lambda_1|}. \quad (4.20)$$

Um die korrekte Probenlänge zu finden, muss die Länge der Probe vor der Messung schon auf ein Viertel des Eindeutigkeitsbereiches genau bekannt sein. Um einen möglichst großen Eindeutigkeitsbereich für die Probenlänge zu erhalten, ist es sinnvoll möglichst weit auseinanderliegende Wellenlängen zur Messung zu verwenden. Liegen die Wellenlängen zu dicht beieinander, reduziert sich auch der Δ -Wert der zur tatsächlichen „Probenlänge“ benachbarten „Probenlängen“, so dass die korrekte „Probenlänge“, insbesondere durch die Messunsicherheit der Interferenzbruchteile q_k , nicht mehr klar ersichtlich wird. Dieser Effekt hat sehr starke Auswirkungen auf die gefundene „Probenlänge“, da er zu einer Abweichung der gefundenen „Probenlänge“ von $\pm(\lambda_1 + \lambda_2)/2$ führen kann [Sch15]. Gleichzeitig können sich durch weit auseinanderliegen-

de Wellenlängen aufgrund der Dispersion in den Strahlteilerplatten Fehler in der gemessenen Probenlänge ergeben, da der Strahl nicht für alle Wellenlängen gleichzeitig parallel zur Probe verlaufen kann. Bei kleineren Abständen zwischen den Wellenlängen muss hingegen die Vorwertmessung entsprechend genau durchgeführt werden.

Für die im BOA verwendeten Wellenlängen weist die im Koinzidenzbereich kleiner als 20 nm der „Probenlänge“ nächstgelegenen Koinzidenz, wie in Abbildung 4.8 gezeigt, bei der halben synthetischen Wellenlänge mit über sieben nm eine zu große Differenz zwischen der für grün und der für rot ermittelten „Probenlänge“ auf und kann deshalb als tatsächliche Probenlänge ausgeschlossen werden.

Bei realen Messungen kann sich die Lage der Koinzidenzen z. B. durch die Unsicherheit der Bruchteilbestimmung, als auch durch chromatische Effekte wie z. B. wellenlängenabhängige „Phasensprünge“ deutlich verschieben. Die „Probenlänge“ mit dem minimalen Koinzidenzwert muss also nicht zwangsläufig die korrekte Probenlänge anzeigen. So könnten sich beispielsweise auch für die bei $\pm 1,5\lambda_{syn}$ und bei $\pm 2,0\lambda_{syn}$ liegenden „Probenlängen“ kleinere Koinzidenzwerte als für die tatsächliche Probenlänge ergeben, so dass diese ebenfalls als mögliche Probenlängen in Frage kommen würden. Ein wichtiger Faktor bei der Koinzidenzenfindung ist deshalb die Genauigkeit, mit der die Interferenzbruchteile ermittelt werden [Sch15].

Im Idealfall ergeben sich für eine Messung Koinzidenzwerte von deutlich unter einem Nanometer. Deutlich größere Werte können auf Probleme bei der Messung, wie z. B. eine nicht mehr vorhandene Stabilisierung einer der Laser, hindeuten. Je nach Probenmaterial können außerdem wellenlängenabhängige Oberflächeneffekte auftreten. Für an Silizium durchgeführte Messungen hat sich beispielsweise reproduzierbar ein minimaler Koinzidenzwert von etwa 4 nm ergeben (siehe Kapitel 5.4.2). Für Stahl ergab sich ein Koinzidenzwert von 3,3 nm, der zum Großteil durch den wellenlängenabhängigen Phasensprung hervorgerufen wird, der zu einer Längendifferenz der mit 633 nm und 532 nm gemessenen Probenlänge von 1,4 nm je Endmaßfläche führt (siehe Kapitel 5.4.3). Der Koinzidenzwert liegt damit in der Größenordnung des in Abbildung 4.8 gezeigten Koinzidenzwertes bei einer Längenabweichung zur Nennlänge von etwa 5 μm . Somit kann es durch die Auswahl der falschen Koinzidenz zu einem Fehler der gemessenen Probenlänge von etwa 5 μm kommen. Wird jedoch die Phasensprungkorrektur bereits vor der Koinzidenzenfindung durchführt,

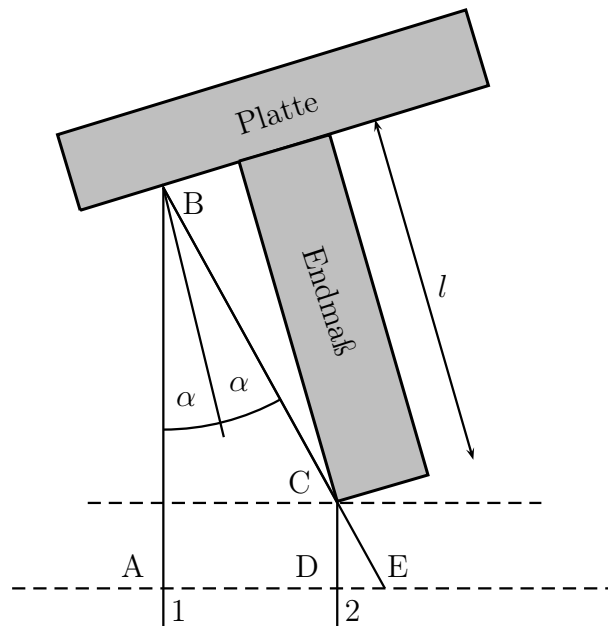


Abbildung 4.9: Cosinusfehler bei der Längenmessung eines angeschobenen Endmaßes [Sch04a]

so liegt der verbleibende Koinzidenzwert deutlich unterhalb eines Nanometers, was zu einer besseren Unterscheidbarkeit der verschiedenen Koinzidenzwerte und somit zur Fehlerreduktion bei der Bestimmung der ganzzahligen Interferenzordnung führt. Je nach Ausmaß der Wellenlängenabhängigkeit des Phasensprunges muss deshalb der Phasensprung bereits vor der Koinzidenzenfindung korrigiert werden, um ein eindeutigeres Ergebnis der Koinzidenzenfindung zu erhalten.

4.6 Korrekturen

Zu der mit den oben beschriebenen Auswerteverfahren gewonnenen Probenlängen müssen noch verschiedene Korrekturen, wie z. B. die thermische Ausdehnung oder die Phasenkorrektur hinzugefügt werden, die im Folgenden näher beschrieben werden.

4.6.1 Cosinusfehler und Blendenkorrektion

Der sogenannte Cosinusfehler bezeichnet allgemein den Längenfehler der sich ergibt, wenn die Strahlen nicht senkrecht auf die Probenflächen auftreffen. Durch den schräg zur Probenachse verlaufenden Strahl ergibt sich eine auf $\cos(\alpha)$ verkürzte Probenlänge. Dies lässt sich für die Messung einer angeschobenen Probe sehr gut zeigen.

Dadurch dass die einfallenden Strahlen und auch die an der Probe und Platte reflektierten Strahlen jeweils parallel zueinander verlaufen, lässt sich die durch den schrägen Auftreffwinkel entstehende Längenabweichung von der tatsächlichen Probenlänge l auf den in Abbildung 4.9 dargestellten Bereich eingrenzen. Zur einfacheren Bezeichnung seien die Strecken $\overline{AB} = a$, $\overline{BC} = b$, $\overline{CE} = c$ und $\overline{DC} = d$ benannt. Der an der Probe reflektierte Strahl Nr. 2 legt die Strecke $s_2 = d + c$ zurück, der an der Platte reflektierte Strahl die Strecke $s_1 = a + b + c$. Aus den bekannten Größen l und α ergeben sich die Streckenlängen

$$\begin{aligned} b &= \frac{l}{\cos \alpha} \\ d &= c \cos 2\alpha \\ a &= (b + c) \cos 2\alpha. \end{aligned} \tag{4.21}$$

Der Wegunterschied der beiden Strahlen, der bei senkrechtem Einfall der Strahlen auf die Probe und Platte einen Wert von $2l$ ergeben würde, erzeugt somit bei schrägem Einfall unter dem Winkel α mit

$$\begin{aligned} \Delta s &= s_1 - s_2 \\ &= a + b - d \\ &= (b + c) \cos 2\alpha + \frac{l}{\cos \alpha} - c \cos 2\alpha \\ &= \frac{l \cos 2\alpha}{\cos \alpha} + c \cos 2\alpha + \frac{l}{\cos \alpha} - c \cos 2\alpha \\ &= \frac{l}{\cos \alpha} (\cos 2\alpha + 1) \\ &= \frac{l}{\cos \alpha} (2 \cos^2 \alpha - 1 + 1) \\ &= 2l \cos \alpha, \end{aligned} \tag{4.22}$$

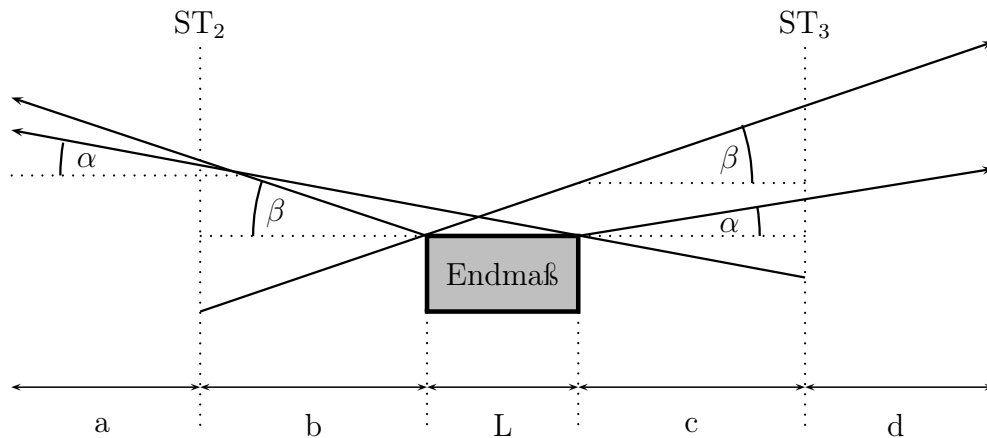


Abbildung 4.10: Cosinusfehler bei der Längenmessung im beidseitig antastenden Interferometer mit verschiedenen Einfallswinkeln auf die Probe und den optischen Weglängen b, c vom Strahlteiler zum Endmaß und a, d vom Strahlteiler zur Kamera

eine auf $\cos \alpha$ verkürzte Probenlänge. [Sch04a]

Betrachtet man das BOA, so lässt sich der Cosinusfehler nicht wie in Abbildung 4.9 auf den Bereich der Probe begrenzen. Betrachtet man z. B. den mit einem Winkel α auf die rechte Probenfläche auftreffenden Strahl, so wird dieser zum Teil unter dem Winkel α reflektiert und gelangt zurück zum rechten Strahlteiler und Abbildungsarm, wie in Abbildung 4.10 gezeigt. Der mit dem Winkel α an der Probe vorbeilaufende Strahl gelangt zum linken Strahlteiler und in den linken Abbildungsarm. Bei nicht identisch langen Wegstrecken bis zur Kamera baut sich der durch den schrägen Strahlverlauf entstandene Wegunterschied bis zur Kamera weiter aus. Insofern besitzt die Position der Probe zwischen den beiden unteren Strahlteilern einen Einfluss auf die Größe des Cosinusfehlers.

Grundsätzlich können die auf die beiden Probenflächen auftreffenden Strahlen im beidseitig antastenden Interferometer verschiedene Einfallswinkel zur Probe besitzen, so dass sich eine Kombination zweier verschiedener Cosinusfehler ergeben kann. Mit $S_1 = (c+L+b+a)/(\cos \alpha)$ und $S_2 = (b+L+c+d)/(\cos \beta)$ für die an der Probe vorbeilaufenden Strahlen und $S_3 = (2b+a)/(\cos \beta)$ und $S_4 = (2c+d)/(\cos \alpha)$ für die an der Probe reflektierten Strahlen ergibt sich

gemäß Gleichung 4.1

$$\begin{aligned}
 l_{\cos} &= \frac{1}{2} \cdot [S_1 + S_2 - S_3 - S_4] \\
 &= \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{c + L + b + a}{\cos \alpha} + \frac{b + L + c + d}{\cos \beta} - \frac{2b + a}{\cos \beta} - \frac{2c + d}{\cos \alpha} \right] \\
 &= \frac{1}{2} \cdot \left[L \cdot \left(\frac{1}{\cos \alpha} + \frac{1}{\cos \beta} \right) + a \cdot \left(\frac{1}{\cos \alpha} - \frac{1}{\cos \beta} \right) + b \cdot \left(\frac{1}{\cos \alpha} - \frac{1}{\cos \beta} \right) \right. \\
 &\quad \left. + c \cdot \left(\frac{1}{\cos \beta} - \frac{1}{\cos \alpha} \right) + d \cdot \left(\frac{1}{\cos \beta} - \frac{1}{\cos \alpha} \right) \right] \\
 &= \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{1}{\cos \alpha} \cdot (L + a + b - c - d) + \frac{1}{\cos \beta} \cdot (L + c + d - a - b) \right] \quad (4.23)
 \end{aligned}$$

Für $a + b = c + d$ heben sich die vier hinteren Ausdrücke gegeneinander weg. Für α und β ungleich Null ergibt sich dann eine vergrößerte Probenlänge, für $\alpha = \beta = 0$ ergibt sich $l_{\cos} = L$. Der Einfluss des Cosinusfehlers hängt am beidseitig antastenden Interferometer nicht nur von den Strahlwinkeln, sondern auch von der Position des Endmaßes zwischen den Strahlteilern ab. Je nach Verhältnis von a , b , c , d und L kann sich durch einen schrägen Strahleinfall entweder eine verringerte oder aber vergrößerte Probenlänge ergeben.

Im Allgemeinen tritt der Cosinusfehler bei Abweichungen von der perfekten Justage auf. Dies ist nicht nur bei der für die Justage verwendeten Laserstrahlung der Fall, sondern insbesondere für Laserstrahlung anderer Wellenlängen. Am beidseitig antastenden Interferometer wird der grüne Laser zur Justage des Interferometers eingesetzt. Durch die Dispersion der Strahlteilerplatten des Interferometers ergibt sich bei perfekter Justage des grünen Strahlenganges mit senkrechtem Auftreffen auf die Probenflächen für die rote Laserstrahlung ein schräger Einfall auf die Probe. Dabei unterscheiden sich durch die unterschiedlichen Strahlwege die Einfallswinkel auf beiden Probenseiten. Für rot ergibt sich deshalb zwangsläufig eine im Vergleich zur Verwendung des grünen Lasers abweichende Probenlänge. Zur Untersuchung dieses Effektes wurde die Längenmessung mit dem in Kapitel 4.7 vorgestellten C++ Raytracer nachgestellt. Abbildung 4.11 zeigt den Längenunterschied zwischen der mit der grünen und der roten Laserstrahlung gemessenen Probenlänge für verschiedene axiale Positionen einer 100 mm Probe zwischen den beiden unteren Strahlteilerplatten. Für eine mittig zwischen den unteren Strahlteilern platzierte Probe und identisch langen Abbildungsarmen ergibt sich in Übereinstimmung mit Gleichung 4.23 für rot eine gegenüber grün vergrößerte Probenlänge. Insgesamt zeigt sich

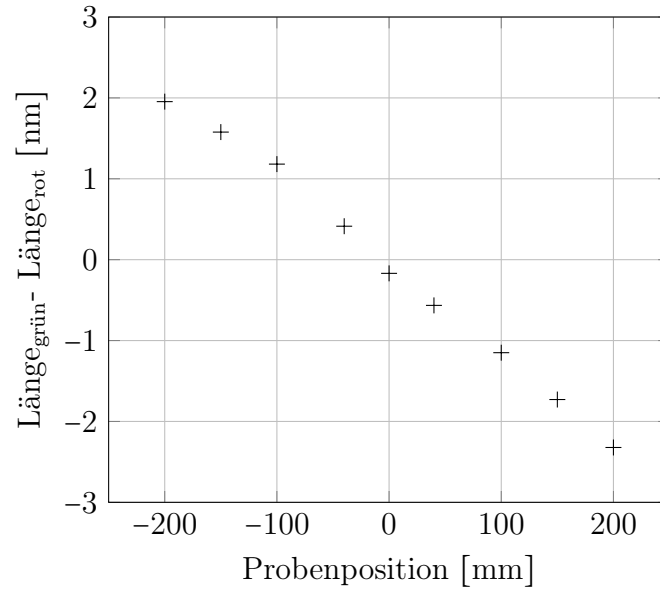


Abbildung 4.11: Mittels Raytracer berechnete Längendifferenz zwischen mit grün und mit rot berechneter Probenlänge in Abhängigkeit der axialen Probenposition

eine Längenabweichung der mit rot bestimmten Probenlänge von bis zu ± 2 nm für einen Versatz der Probenposition im Bereich von ± 200 mm. In der Regel erfolgt die Positionierung der Proben jedoch auf 20 mm genau, so dass sich eine Längendifferenz von unter 0,25 nm ergibt. Für Probenlängen von 30 mm und 200 mm ergeben sich analog Längendifferenzen von 0,2 bzw. 0,3 nm.

Ein weiteres Auftreten des Cosinusfehlers stellt sich für ausgedehnte Lichtquellen ein. Die achsenfernen Strahlen verlaufen schräg zur optischen Achse und damit zur Probenachse. Dadurch ergibt sich ein über die Lichtquelle gemittelter Cosinusfehler

$$B = \frac{d^2}{16f^2} \quad [\text{Bru55}], \quad (4.24)$$

mit der gemessenen Probenlänge l_{gem} , dem Durchmesser der homogenen, kreisförmigen Lichtquelle d und der Brennweite des Kollimators f . Für die Korrektur muss der Wert von B mit der Probenlänge multipliziert werden. Zur Kontrolle der Gültigkeit dieser Korrektur am beidseitig antastenden Interferometer wurde mittels Raytracer die Messung eines mittig zwischen den Strahlteilern platzierten 100 mm Endmaßes mit einer Punktlichtquelle und einer ausgedehnten Lichtquelle mit 200 μm Durchmesser entsprechend der im beidseitig antastenden Interferometer verwendeten Multimode-Faser nachgestellt.

Durchmesser Lichtquelle [μm]	Längenfehler Ray- tracer [nm]	berechneter Blenden- fehler B (nach (4.24)) [nm]
0,0	0,01	0,0
200,0	1,07	1,00

Tabelle 4.1: Vergleich der mit dem Raytracer durch die Verwendung einer ausgedehnten Lichtquelle ermittelte Längenfehler und der berechneten Blendekorrekturen B

Die verbleibende Differenzen zwischen dem nach Gleichung (4.24) berechneten Blendefehler und dem mit dem Raytracer ermittelten Längenfehler ist auf Wellenfrontaberrationen des verwendeten Kollimators zurückzuführen.

4.6.2 Phasenkorrektur

Wie bereits in Kapitel 2.3 angedeutet, trifft die Ebene der Reflexion des Strahles nur sehr selten mit der Oberfläche der Probe zusammen. Zum einen besitzen die Oberflächen durch den Fertigungsprozess gewisse Rauheiten, wodurch die scheinbare Reflexionsebene in die mittlere Ebene des Oberflächenprofils verschoben wird [Thw78]. Zum anderen tritt bei der Reflexion an dielektrischen Materialien ein Phasensprung von π auf, durch den es zu einer scheinbaren Verschiebung der Reflexionsebene kommt [Rol29], [Ben64]. Bei nicht dielektrischen Materialien beträgt der Phasensprung aufgrund von Absorptionsverlusten einen Wert zwischen 0 und π [Dem13]. Nicht dielektrische Materialien besitzen einen komplexen Brechungsindex

$$\tilde{n} = n + i\kappa \quad (4.25)$$

mit dem wellenlängenabhängigen Brechungsindex n und Extinktionskoeffizienten κ , der die Schwächung elektromagnetischer Wellen im Medium durch Streuung und Absorption angibt. Der optische Phasensprung lässt sich über

$$\delta = \arctan\left(\frac{2\kappa}{1 - n^2 - \kappa^2}\right) \quad (4.26)$$

berechnen ([Lea93]). Um den durch den optischen Phasensprung entstandenen Fehler der gemessenen Länge zu korrigieren muss die Phasensprungkorrektur

mit Hilfe der jeweiligen Wellenlänge in eine Länge umgewandelt werden

$$\delta_{wl} = \arctan\left(\frac{2\kappa}{1 - n^2 - \kappa^2}\right) \cdot \frac{\lambda/2}{2\pi} \quad . \quad (4.27)$$

Je nach Material des Endmaßes können die Phasensprünge für die verwendeten Wellenlängen 532 nm und 633 nm im Bereich von Nanometern voneinander abweichen. Für Stahl ergibt sich beispielsweise eine Phasensprungdifferenz von etwa 1,4 nm je Oberfläche [Bön98a]. Bei der Längenmessung im angeschobenen Zustand tritt dieser Phasensprung sowohl bei der Reflexion an der Frontfläche des Endmaßes als auch bei der Reflexion an der Platte auf. Sind nun Endmaß und Platte aus demselben Material gefertigt, so ist der an ihnen bei der Reflexion auftretende Phasensprung nahezu identisch. Während der Phasensprung an der Frontfläche zu einer verkürzt gemessenen Länge führt, ergibt sich durch den Phasensprung an der Platte ein längerer Vergleichsstrahl, der wiederum zu einer Vergrößerung der gemessenen Länge führt. Der Einfluss der beiden Phasensprünge auf die Längenmessung hebt sich im Falle identischer Materialien infolgedessen auf. Dies stellt einen der großen Vorteile der Längenmessung im angeschobenen Zustand dar. Bei der beidseitig antastenden Messung tritt der Phasensprung an Front- und Rückfläche der Probe auf und sorgt somit gleich zweifach für eine verkürzt gemessene Probenlänge.

Die Rauheit des Probenmaterials sorgt dafür, dass das Licht nicht an der Spitze des Oberflächenprofils reflektiert wird, sondern innerhalb der Probe. Dies sorgt für Längenabweichung bei der mechanischen Messung der Proben im Vergleich zur Interferometrischen Messung. Während die mechanische Länge von den Spitzen des Oberflächenprofils der Frontfläche zu den Spitzen des Oberflächenprofils der Rückfläche des Endmaßes verläuft, so ist die optische Länge der Probe durch das Eindringen der Strahlen in das Oberflächenprofil verkürzt. Nach Thwaite trifft die Reflexionsebene einer rauen Probe mit der mittleren Ebene des Oberflächenprofils zusammen [Thw78].

Um die Rauheiten der einzelnen Flächen zu bestimmen wird im Fachbereich „Interferometrie an Maßverkörperungen“ eine Ulbrichtkugel verwendet, die mit Oberflächen bekannter Rauheiten kalibriert wurde [Bön98b]. Für die Messung wird das Verhältnis aus gestreutem zu gerichtet reflektiertem Licht bestimmt, das proportional zur Rauheit der Oberfläche ist. Die Ulbrichtkugel mit einem Durchmesser von 160 mm ist im Inneren, sowie an der Blende und dem Verschlussstopfen mit dem diffus reflektierenden BaSO₄ beschichtet. Sie besitzt

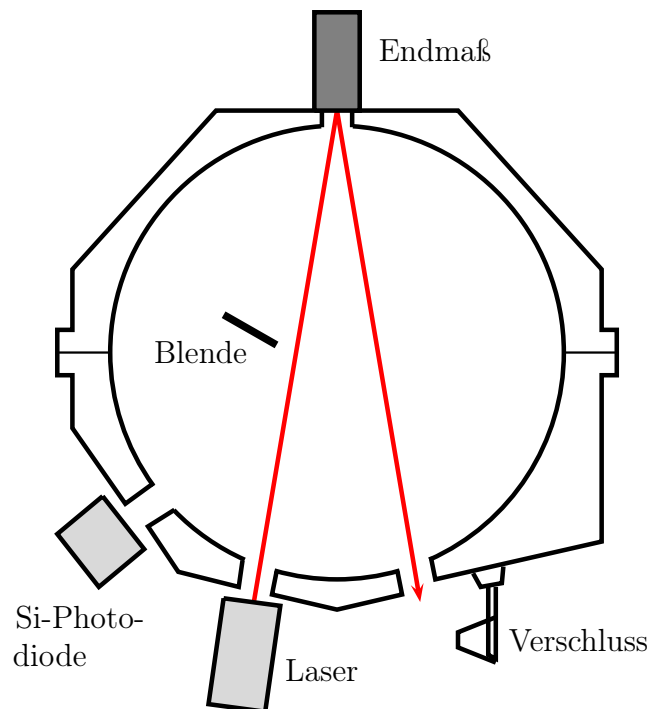


Abbildung 4.12: Schematischer Aufbau der Ulbrichtkugel (nach [Bön98b])

vier Öffnungen. Neben der Eingangsöffnung für den Laserstrahl und der Ausgangsöffnung, hinter der eine Si-Photodiode mit sehr guter Linearität platziert ist, gibt es eine Auflageöffnung auf der die zu testende Probe platziert wird, so wie ein zweiter verschließbarer Ausgang in Richtung des an der Probe gerichtet reflektierten Lichts. Als Lichtquelle wird ein Diodenlaser mit 670 nm verwendet, dessen Strahl auf 4,5 mm aufgeweitet und parallelisiert wird und durch ein $\lambda/4$ -Plättchen eine nahezu zirkulare Polarisation erhält. Der Strahl trifft mit einem Einfallswinkel von 12° auf die Probe. Vor Beginn der Messung wird der elektronische Offset bei abgedunkeltem Raum ohne Probe vorgenommen. Anschließend wird mit geöffnetem Verschluss das gestreute Licht am Ausgang der Photodiode detektiert. Anschließend wird der Verschluss betätigt und die gerichtete Reflexion mit der Photodiode gemessen. Der Aufbau der im Fachbereich „Interferometrie an Maßverkörperungen“ verwendeten Ulbrichtkugel ist in Abbildung 4.12 gezeigt.

Bei der Messung im angeschobenen Zustand müssen die Rauheiten der Frontfläche des Endmaßes, sowie der Platte berücksichtigt werden. Es wirkt sich jedoch nur die Differenz der beiden auf die gemessene Länge aus. Bei der

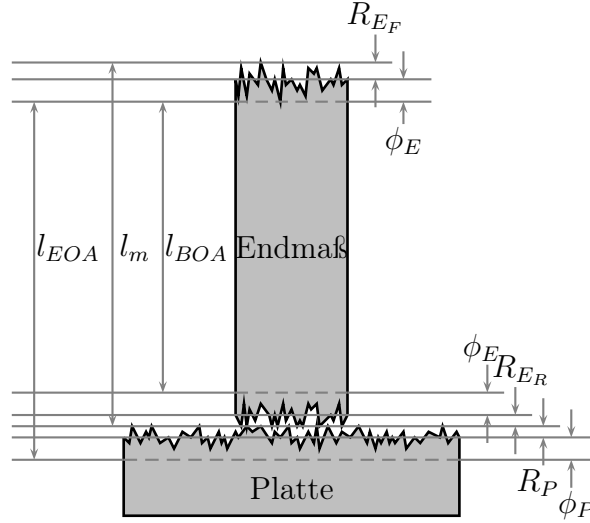


Abbildung 4.13: Nicht maßstabsgerechte Skizze der mechanischen Länge des Endmaßes l_m , der mit einseitig antastenden Interferometern gemessene Länge l_{EOA} und mit dem beidseitig antastenden Interferometer gemessene Länge l_{BOA} , die sich durch die Rauheiten des Endmaßes R_{EF}, R_{ER} und der Platte R_P , sowie den Phasensprüngen bei der Reflexion von Endmaß und Platte ϕ_E und ϕ_P unterscheiden (in Anlehnung an [Ish98a])

beidseitig antastenden Messungen hingegen wirkt sich die Rauheit der Front- und Rückfläche direkt auf die gemessene Probenlänge aus. Abbildung 4.13 zeigt den Vergleich der mechanischen Länge l_m , der einseitig optisch antastend gemessenen Länge l_{EOA} und der beidseitig optisch antastend gemessenen Länge l_{BOA} mit den Rauheiten des Endmaßes R_{EF} und R_{ER} , der Rauheit der Platte R_P , sowie den Phasensprüngen bei der Reflexion ϕ_E und ϕ_P .

Für die spätere Anwendung der Endmaße im Bereich mechanische Vergleichsmessungen und den Anschub mehrerer Endmaße aneinander interessiert im allgemeinen die mechanische Länge der Endmaße. Um die in einseitig antastenden Interferometern gemessene Länge auf die mechanische Endmaßlänge zu korrigieren gilt

$$l_m = l_{EOA} + \phi_E - \phi_P + R_{EF} - R_P. \quad (4.28)$$

Da im Allgemeinen die Anschubplatte aus demselben Material besteht wie das Endmaß gilt $\phi_E = \phi_P$ und damit

$$l_m = l_{EOA} + R_{EF} - R_P. \quad (4.29)$$

Für der beidseitig antastenden Längenmessung ergibt sich die mechanische Endmaßlänge aus

$$l_m = l_{BOA} + R_{EF} + R_{ER} + 2\phi_E. \quad (4.30)$$

4.6.3 Thermische Längenausdehnung

Probenkörper wie z. B. Endmaße sind im allgemeinen thermisch nicht stabil. Je nach der Temperatur des Probenkörpers dehnt sich dieser aus oder zieht sich zusammen. Die gemessene Länge des Probenkörpers bezieht sich deshalb immer auf die Temperatur, die der Probenkörper zum Zeitpunkt der Messung besessen hat. Um gemessene Längen trotzdem vergleichen zu können, wird die Länge eines Probenkörpers üblicherweise für eine Temperatur von 20°C angegeben. Die Temperatur des Probenkörpers wird für die Messung möglichst genau auf 20°C eingestellt. Dies ist trotz thermischer Stabilisierung des Vakuumkessels nicht exakt möglich, so dass sich meist eine Temperatur zwischen 19,95°C und 20,05°C einpendelt. Die gemessene Länge des Probenkörpers muss deshalb unter Berücksichtigung der thermischen Ausdehnung des Körpers auf 20°C korrigiert werden, so dass sich die Länge

$$l_{20C} = l_{gem}[1 - \alpha_0(t - 20^\circ\text{C})] \quad (4.31)$$

mit dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten α_0 und der gemessenen Probenlänge l_{gem} ergibt [Sch09]. Stahleindmaße besitzen einen typischen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $1,2 \cdot 10^{-5} \frac{1}{K}$. Eine bei 20,01°C gemessene Probe mit einer Nennlänge von etwa 100 mm ist um 12 nm größer als eine bei 20,00°C gemessene Probe. Trotz der guten Temperaturanpassung an 20°C ist je nach Probenmaterial die Korrektur der thermischen Ausdehnung von entscheidender Bedeutung. Dafür ist eine sub-mK genaue Temperaturmessung, wie in Kapitel 3.1.9 beschrieben, notwendig.

4.6.4 Wellenfrontaberrationen

Die Längenmessung am beidseitig antastenden Interferometer beruht auf dem Vergleich verschiedener optischer Weglängen, die an verschiedenen Positionen im Strahlquerschnitt bestimmt werden. Ebene Wellenfronten sind deshalb Voraussetzung für eine korrekte Längenmessung. Durch die Verwendung nicht perfekter Optiken und geringfügigen Abweichungen von der perfekten Justage

kommt es zu gebogenen Wellenfronten und damit zu geringfügigen Abweichungen in der Differenz der verschiedenen optischen Weglängen, aus denen die Probenlänge gewonnen wird. Die in Kapitel 5.3 vorgestellten Untersuchungen zum Einfluss der Wellenfrontaberrationen auf die gemessene Probenlänge zeigen, dass ein Großteil des Längenfehlers aufgrund von Wellenfrontaberrationen durch die Korrektur einer mit einer Messung des leeren Interferometers gewonnenen Durchbiegung der Phasentopographie korrigiert werden kann.

4.7 Die Simulation mit dem Raytracer

Als Hilfsmittel zur Überprüfung verschiedener Effekte im beidseitig antastenden Interferometer bietet sich die Nutzung eines Raytracers an. Zunächst wurde das Programm ZEMAX verwendet. Zur Simulation von Interferometern mit vielen verschiedenen Strahlwegen empfiehlt sich der nicht-sequentielle Modus, in dem keine Reihenfolge vorgegeben werden muss, in der die Strahlen auf die Oberflächen treffen. Stattdessen wird von Schnittpunkt zu Schnittpunkt geprüft, auf welches Objekt der Strahl als nächstes trifft. Dort ist entsprechend der Reflexions- und Transmissionseigenschaften eine Aufspaltung des Strahles in verschiedene Richtungen möglich, was die Nachbildung eines Interferometers mit vielen verschiedenen Strahlwegen deutlich vereinfacht, da für alle Strahlen nur ein gemeinsames optisches System angegeben werden muss. Auch die Positionierung der Probe sowie die Einstellung des Abstandes der Probenmessflächen muss für alle Strahlwege nur einmal angegeben werden. Das Gesamtsystem bleibt dabei sehr übersichtlich. Den entscheidenden Nachteil im nicht-sequentiellen Modus stellt der hohe Rechenaufwand dar. Für eine weitgehend lückenlose Darstellung auf der Kamera ist eine ausreichend große Anzahl an berechneten Strahlen notwendig. Die Rechenzeit kann sich in diesem Fall auf mehrere Tage belaufen. Zur Überprüfung der Lage von im Interferometer auftretenden Störreflexen eignet sich dieses Verfahren jedoch hervorragend, da nur einzelne Strahlen verwendet werden müssen. Durch die relativ freie Strahlausbreitung unter Berücksichtigung der Gesetze für Reflexion und Transmission entspricht die Strahlausbreitung der im Interferometer vorliegenden. Ferner können durch Reflexion an Strahlteilerrückseiten entstehende Störstrahlen gefunden werden, die sonst möglicherweise übersehen werden. Dieses Verfahren wird deshalb für die Untersuchungen zum Einfluss von Störinterferenzen in Kapitel 5.2 verwendet. Für häufige Simulationen zur Längenmessung ist der

nicht-sequentielle Modus aus Gründen der Recheneffizienz weniger geeignet.

Die Nutzung des sequentiellen Modus von ZEMAX ermöglicht die Darstellung der Wellenfronten mit deutlich weniger Rechenaufwand, da eine deutlich geringere Strahlanzahl benötigt wird und die Reihenfolge der Schnittpunkte fest vorgegeben ist. Für die Simulation des beidseitig antastenden Interferometers müssen sechs verschiedene Strahlwege erzeugt werden. Im sequentiellen Modus müssen somit in ZEMAX sechs einzelne optische Systeme erzeugt werden, was schnell unübersichtlich wird, so dass sich leicht Fehler bei der identischen Positionierung der Messflächen einschleichen können. In der Folge kann sich dies wiederum fehlerhaft auf die in der Simulation berechnete Probenlänge auswirken.

Zur praktikablen Simulation der Längenmessung des beidseitig antastenden Interferometers wurde deshalb ein im Fachbereich „Interferometrie an Maßverkörperungen“ in C++ programmierter Raytracer verwendet [Mai16]. Dieser Raytracer wurde ursprünglich für Simulationen des Kugelinterferometers II der PTB geschrieben und bietet durch die Nutzung der GNU Multiple Precision Arithmetic Library [Gra12] eine extrem hohe Auflösung, da Gleitkommazahlen mit beliebig hoher Genauigkeit verwendet werden können. Der Raytracer arbeitet ebenfalls nach dem sequentiellen Prinzip. Die optischen Komponenten werden jedoch in Absolutpositionen angegeben. Für die verschiedenen Strahlwege müssen diese Elemente nur noch in der entsprechenden Reihenfolge aneinandergesetzt werden, so dass sich sehr übersichtliche optische Systeme ergeben. Von Schnittpunkt zu Schnittpunkt wird jeweils die Position des Schnittpunktes, die neue Strahlrichtung, sowie die zurückgelegte optische Wegstrecke berechnet. Um eine Multimode-Faser nachzustellen werden divergente Strahlbündel von verschiedenen Quellpunkten emittiert. Das Raytracing Programm gibt am Schluss die zurückgelegten Wegstrecken der einzelnen Strahlen mit der entsprechenden Position und Richtung in der Kameraebene aus. Um aus diesen Daten die Interferogramme auf den Kameras zu gewinnen, wird das Programm IDL verwendet. Über einen Fit mit Zernike Polynomen an die in der Kameraebene zurückgelegten optischen Weglängen wird die komplette Wellenfront konstruiert und auf die einzelnen Pixel der Kamera übertragen. Auf diese Weise kann eine lückenlose Intensitätsverteilung auf der Kamera bei einer deutlich reduzierten Strahldichte im Vergleich zur Nutzung des sequentiellen Modus von ZEMAX erreicht und somit die Rechenzeit deutlich reduziert werden. Aus der kohärenten Überlagerung der von einem einzelnen Quellpunkt

ausgehenden Strahlen wird ein Interferogramm berechnet. Die Interferogramme der verschiedenen Quellpunkte werden dann aufgrund der räumlichen Inkohärenz einer Multimode-Faser (siehe Kapitel 2.1) inkohärent überlagert.

Zur Verwendung der vorliegenden Software zur Simulation des beidseitig antastenden Interferometers musste der Raytracer in C++ um das optische System des beidseitig antastenden Interferometers erweitert werden. Um eine möglichst komfortable Änderung der Positionen und Ausrichtungen der Oberflächen des optischen Systems zu ermöglichen, wurde eine automatische Justageroutine geschrieben, die für das jeweilige optische System, ggf. auch basierend auf einzelnen dejustierten Komponenten, die bestmögliche Justage einstellt. Definierte Dejustagen an einzelnen Komponenten können zusätzlich auch nach der Justage eingefügt werden.

Um das Messverfahren des beidseitig antastenden Interferometers nachzustellen, muss außerdem das Phasenschiebungsverfahren berücksichtigt werden. Dazu wird das Raytracing in einer Schleife für verschiedene Positionen der Referenzspiegel durchgeführt. Die am Ende in IDL ausgegebenen Intensitätsverteilungen auf den Kameras für die verschiedenen Referenzspiegelpositionen entsprechen in ihrer Dateiform denen aus Messungen mit dem Interferometer gewonnenen und können bezüglich der Bestimmung der Probenlänge in der in Kapitel 4 vorgestellten Auswertesoftware entsprechend Abbildung 4.1 weiterverarbeitet werden.

Die Nutzung dieses Raytracers bietet sich zum einen zur Kontrolle des Cos-Fehlers beim BOA im Vergleich zu einseitig antastenden Interferometern, der Überprüfung der Gültigkeit der Blendenkorrektur sowie der Untersuchung zu Auswirkungen von Wellenfrontaberrationen an, auf die in Kapitel 5.3 weiter eingegangen wird.

4.7.1 Überprüfung der Vergleichbarkeit des Raytracers mit dem Experiment

Um die Effekte des beidseitig antastenden Interferometers mit dem Raytracer nachstellen zu können, muss sichergestellt sein, dass er auf Veränderungen des Systems identisch zum Experiment reagiert. Dazu wurden vergleichende Längenmessungen in Abhängigkeit der Faserposition für Raytracer und Experiment durchgeführt. Im Experiment wurde das in Kapitel 5.4.1 näher beschriebene Endmaß aus Filterglas verwendet. Da die Material- und Ober-

flächeneigenschaften des Endmaßes nicht hinreichend bekannt sind und Oberflächeneffekte wie Rauheit und Phasensprung keine interferometerspezifischen Eigenschaften darstellen, werden diese in der Simulation mit dem Raytracer vernachlässigt. Die Verschiebung der Faser mit einer Schrittgröße von $254\text{ }\mu\text{m}$ wurde mit Hilfe der Motoren KTM 40 (Owis) durchgeführt und für jede Faserposition drei Messungen vorgenommen. Durch die Verschiebungen des Faserendes ergibt sich ein veränderter Strahlverlauf im Interferometer. Die Strahlen verlaufen nicht mehr parallel sondern schräg zur eingesetzten Probe, was in einer kürzer gemessenen Probenlänge resultiert. Der Verlauf der Probenlänge in Abhängigkeit von der Faserposition ist charakteristisch für die Ausrichtung der optischen Komponenten des Interferometers und eignet sich besonders gut für einen Vergleich der Simulation mit dem Experiment. Die Messungen der Probenlänge in Abhängigkeit von der Faserposition eignet sich jedoch nicht für die Überprüfung der absoluten Positionen der optischen Komponenten und der Probe, da diese lediglich die Phase der auf der Kamera auftreffenden Strahlen beeinflussen. Die Phase kann nicht direkt detektiert werden und würde durch ihre Periodizität auch nur sehr wenig Informationen über die Position der einzelnen Optiken liefern. Da die Längenmessung im beidseitig antastenden Interferometer auf der Messung von Wegdifferenzen anstatt absoluter Weglängen basiert, spielt die absolute Position der Optiken eine untergeordnete Rolle.

Abbildung 4.14 zeigt links die Ergebnisse der Längenmessung im Experiment und rechts die Ergebnisse der Simulation für eine parallel zum Tisch verschobene Position des Multimode-Faserendes. An die einzelnen Datenpunkte wurde zum besseren Vergleich des Verlaufes jeweils ein Polynom zweiter Ordnung angefügt. Es ergibt sich für das Experiment und die Simulation ein sehr ähnlicher Verlauf der Probenlänge in Abhängigkeit von der Faserposition. Bei idealer Faserposition in x-Richtung ergibt sich eine maximale Probenlänge. Die Strahlen verlaufen parallel zur Probe. Bei einer abweichenden Faserposition und daraus resultierenden schräg zur Probe verlaufenden Strahlen wird die Probe aufgrund des in Kapitel 4.6.1 beschriebenen Cos-Fehlers zu kurz gemessen. Für Raytracer und Experiment liegt diese ideale Faserposition bei einer Verschiebung der Faser von $0\text{ }\mu\text{m}$. Dies deutet gleichzeitig auf eine optimale Justage des Experimentes hin. Auch bei einer Verschiebung der Faser von $0,508\text{ mm}$ stimmen die simulierten und gemessenen Probenlängen sehr gut überein. Auffällig ist jedoch der Längenunterschied zwischen der mit grüner und roter Strahlung gemessenen Probenlänge im Experiment, der in den Ergebnissen

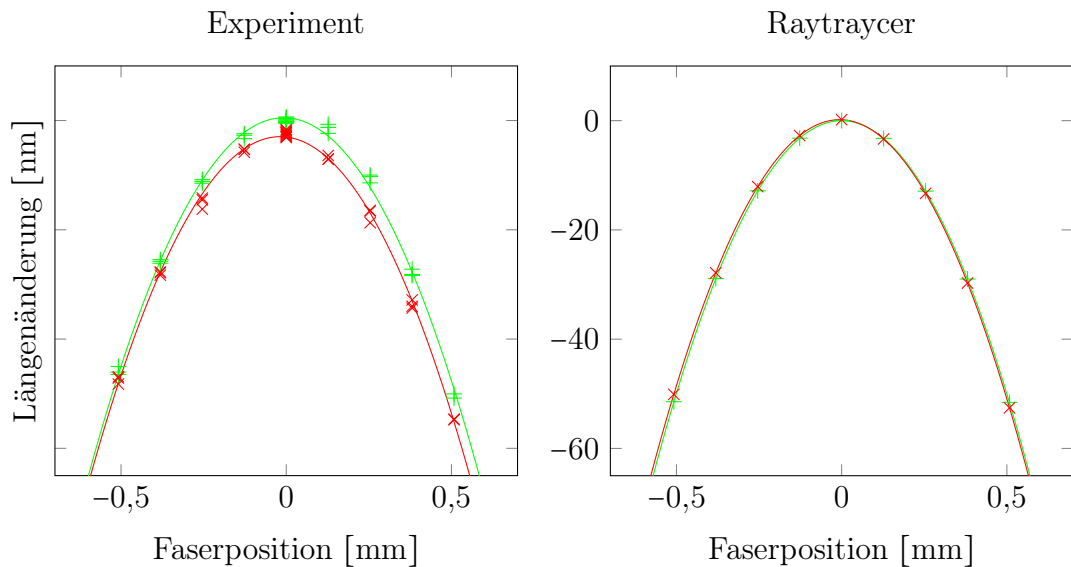


Abbildung 4.14: Gemessene Probenlänge in Abhängigkeit von der Faserposition in x-Richtung

der Simulation nicht auftritt. Dieser Effekt ist auf Materialeigenschaften der Probe zurückzuführen, wie in Kapitel 5.4.1 näher beschrieben. Er stellt keine Eigenschaften des Interferometers an sich dar und beeinträchtigt in Folge nicht die Vergleichbarkeit von Experiment und Simulation.

Auch für eine Verschiebung der Faser in y-Richtung wurde eine Vergleichsmessung von Experiment und Simulation durchgeführt, deren Ergebnisse in Abbildung 4.15 gezeigt sind. Auch hier zeigt sich ein sehr ähnlicher Verlauf von Experiment und Simulation, abgesehen von der insgesamt kleiner gemessenen Probenlänge bei Nutzung der roten Laserstrahlung, die auf die Materialeigenschaften der Filterglasprobe zurückzuführen ist. Auch zeigt sich in allen vier Grafiken des Vergleichs ein für rot leicht zu negativen Faserpositionen verschobenes Maximum der Probenlänge, der für den Raytracer weniger gut sichtbar ist als im Experiment. Die unterschiedliche Lage der Probenlängenmaxima ist auf den Keilwinkel der im beidseitig antastenden Interferometer verwendeten Strahlteiler zurückzuführen. Bei einer für grüne Laserstrahlung optimierten Faserposition trifft die rote Laserstrahlung aufgrund der Dispersion in den Strahlteilerplatten schräg auf die Probe und führt damit zu einer kürzer gemessenen Probenlänge und umgekehrt. Insgesamt zeigt sich in den Vergleichsmessungen eine gute Übereinstimmung von Experiment und Simu-

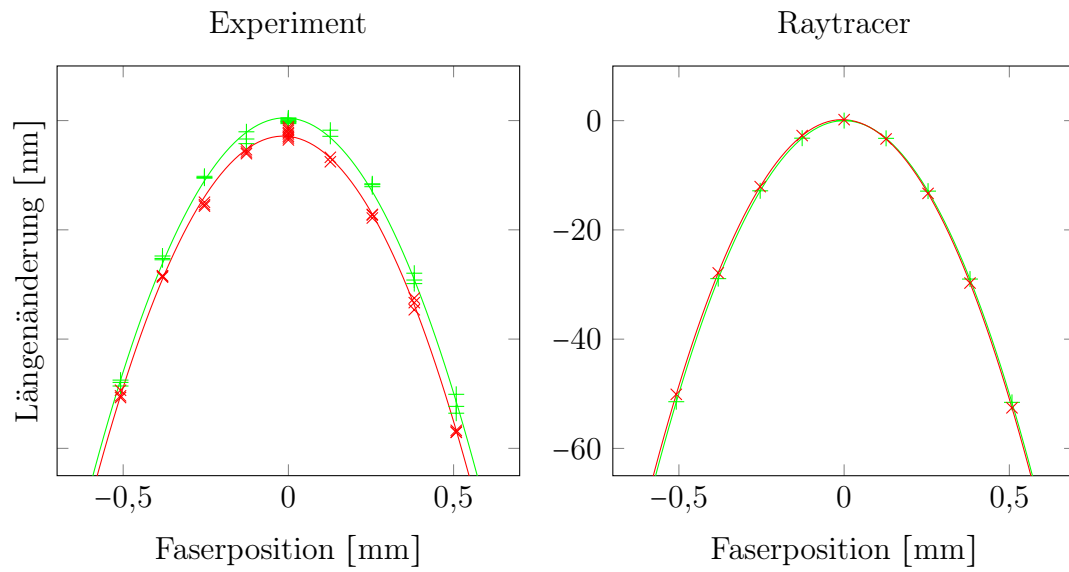


Abbildung 4.15: Gemessene Probenlänge in Abhängigkeit von der Faserposition in y-Richtung

lation, so dass der Raytracer im folgenden zu Untersuchungen bezüglich des Einflusses von Wellenfrontaberrationen auf die gemessene Länge verwendet wird (siehe 5.3).

Kapitel 5

Messungen und Simulationen

5.1 Einfluss der Belichtungszeit auf die Streuung der gemessenen Probenlängen

Trotz der in Kapitel 3.1 vorgestellten Maßnahmen zur Reduzierung der Einwirkung von Vibrationen auf die gemessene Probelänge, wie der Verstrebungen zwischen den Strahlteilerhaltern und den Sandsäcken zwischen dem optischen Tisch und den Breadboards, ist das beidseitig antastende Interferometer anfällig für verschiedene extern auftretende Vibrationen. Die Vibrationen unbekannter Ursache äußern sich im Livebild der Kameras als unregelmäßige Bewegungen der Interferenzstreifen. Ein Einfluss des sich im Keller unterhalb des Labors befindlichen Lüfters der Klimaanlage konnte durch Messungen mit Beschleunigungssensoren nicht nachgewiesen werden. Um den Einfluss verbleibender Vibrationen auf die Längenmessung möglichst gering zu halten, werden die Interferogramme mit einer recht großen Belichtungszeit im Sekundenbereich aufgenommen. Um die Belichtungszeit mit der am besten geeigneten Mittelung über die Vibrationen zu ermitteln, wurden Messreihen mit verschiedenen Belichtungsdauern an einem 197 mm Siliziummaß durchgeführt. Abbildung 5.1 zeigt die Standardabweichungen der gemessenen Endmaßlängen von jeweils zehn Messungen bei verschiedenen Belichtungszeiten in Nanometern. Es zeigt sich für den Bereich der Belichtungsdauern von 500 bis 1500 ms kein prägnanter Einfluss auf die Standardabweichung der gemessenen Probenlänge. Deshalb wird eine möglichst kurze Belichtungsdauer favorisiert, da die Dauer einer Einzelmessung verkürzt und der Einfluss von Temperaturänderungen während einer Messung möglichst gering gehalten wird. Um jedoch eine opti-

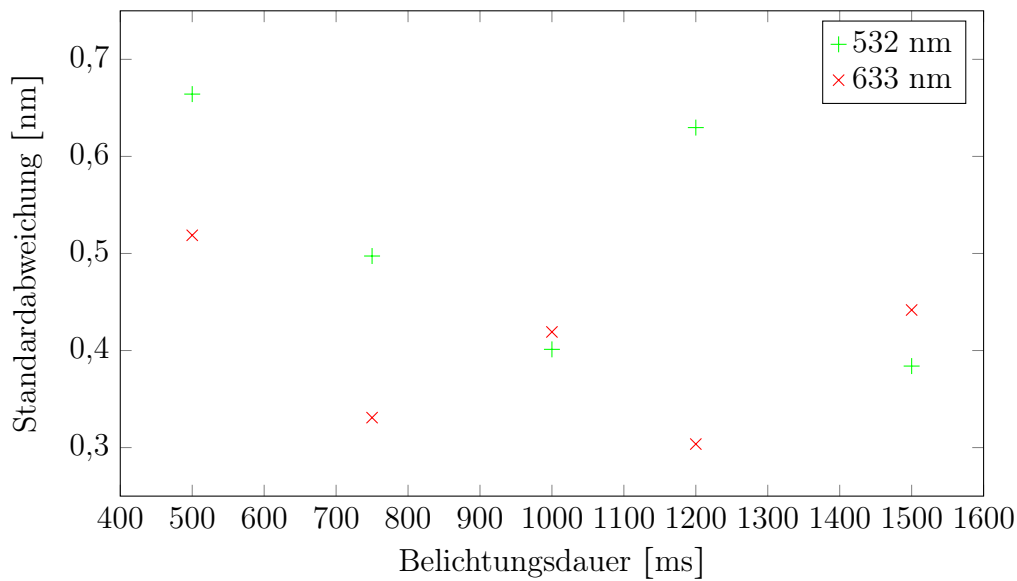


Abbildung 5.1: Standardabweichungen der gemessenen Endmaßlänge für verschiedene Belichtungsdauern

male Ausleuchtung der Kameras mit beiden verwendeten Lasern zu erreichen, hat sich eine Belichtungszeit von 1000 ms als vorteilhaft herausgestellt. Deshalb wurden die folgenden Messungen mit einer Belichtungszeit von 1000 ms durchgeführt.

5.2 Einfluss von Störreflexen auf die Längenmessung

Für die interferometrische Längenmessung ist die Interferenz genau definierter Strahlen erforderlich. Im Gegensatz zu Fabry-Perot Interferometern, bei denen mit einer Vielstrahlinterferenz gearbeitet wird, werden beim beidseitig antastenden Interferometer und den meisten anderen an der PTB zur Längenmessung verwendeten Interferometern Zweistrahlinterferenzen genutzt. Jeder weitere interferierende Strahl, der z.B. durch Mehrfachreflexionen in den Optiken oder Reflexionen an Plattenrückseiten entstehen kann, erzeugt eine Abweichung der gemessenen Probenlänge. Trotz der nur sehr geringen Intensität eines solchen unerwünschten Störstrahles im Vergleich zu den gewünschten Hauptstrahlen, macht sich dieser im Interferogramm deutlich bemerkbar, wie in Anhang A.1 für eine Dreistrahlinterferenz gezeigt. Für eine Intensität des

Störstrahles von $\frac{1}{100}$ der Hauptstrahlen bewirkt dieser eine zusätzliche Modulation im Interferenzbild von etwa 20% der Ausgangsintensität der Hauptstrahlen und kann sich somit auch merklich auf die gemessene Probenlänge auswirken.

Im beidseitig antastenden Interferometer existiert durch den komplexeren Aufbau mit den zwei Referenz- und Abbildungsarmen ein noch größeres Potential für das Entstehen solcher Störstrahlen. Die Intensität der Störstrahlen kann z.B. durch eine Anti-Reflexionsbeschichtung der Rückseite der Strahlteilerplatten reduziert werden. Da die Reflexionen an den Rückseiten damit jedoch nicht vollständig unterdrückt werden können, werden beim beidseitig antastenden Interferometer keilförmige Strahlteilerplatten mit einem Keilwinkel von etwa 10 Bogenminuten (bzw. 2,9 mrad) verwendet. Diese sorgen dafür, dass die durch Reflexion an den Rückseiten der Strahlteiler oder der Fenster entstehenden Störstrahlen in der Fokusebene der Ausgangsachromaten räumlich von den Hauptstrahlen getrennt sind. Durch Platzierung von Irisblenden in den Fokusebenen der Ausgangsachromaten kann somit ein Großteil der entstehenden Störstrahlen herausgefiltert werden. Durch die Kombination verschiedener unerwünschter Strahlverläufe können jedoch Störstrahlen entstehen, die wieder nahezu dieselbe Richtung wie die Hauptstrahlen einnehmen und somit nicht an der Irisblende herausgefiltert werden können. Wegen der im Vergleich zu einseitig antastenden Interferometern deutlich komplexeren Geometrie des Strahlverlaufs muss besonderes Augenmerk auf die Ausrichtung der Keile in den drei Strahlteilerplatten und den drei keilförmigen Vakuumfenstern gelegt werden, um eine Anordnung zu finden, bei der möglichst viele Störreflexe an der Irisblende herausgefiltert werden können. Im Folgenden werden die Verläufe der Störstrahlen für verschiedene Konfigurationen von Keilausrichtungen der Strahlteiler und der Fenster untersucht.

5.2.1 Ausrichtung der Strahlteilerplatten

Um die Strahlrichtungen der Haupt- und Störstrahlen bei der Reflexion und Transmission bestimmen zu können, muss zunächst der Strahlverlauf an einer Strahlteilerplatte betrachtet werden. Abbildung 5.2 zeigt die möglichen Verlaufsrichtungen für den Fall eines in Richtung des breiter werdenden Keils einfallenden Strahles. Die linke Strahlteilerfläche besitzt eine Chromschicht, an der der Strahl zu einem Viertel seiner Intensität reflektiert und zu einem

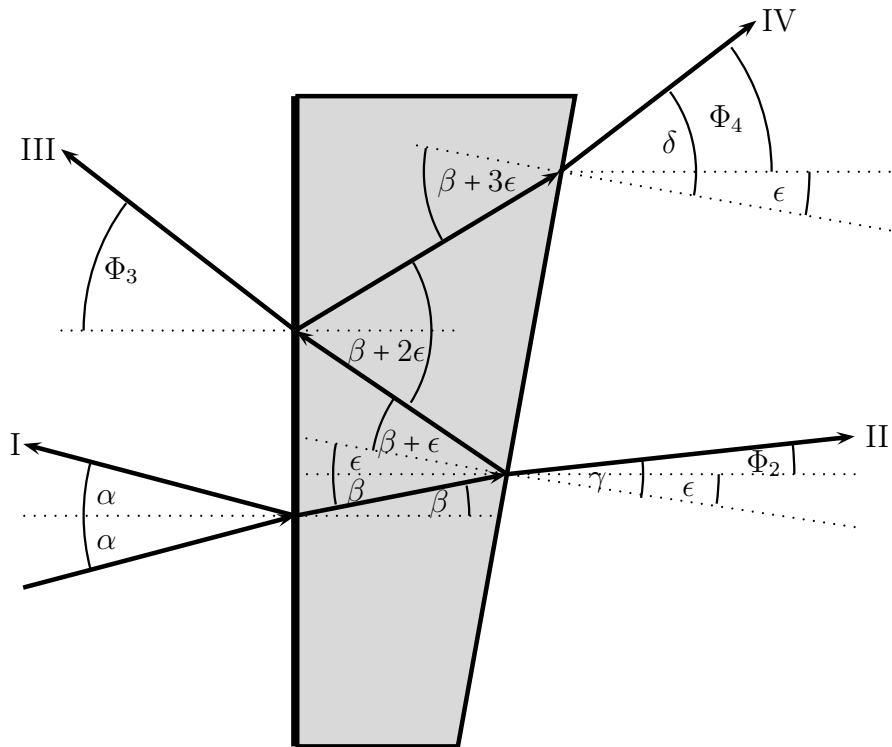


Abbildung 5.2: mögliche Strahlverläufe am Strahlteiler

Viertel der Intensität transmittiert wird. Die übrigen 50 % Intensität sind Absorptionsverlusten zuzuschreiben. Diese Fläche hat also die eigentliche Funktion des Aufteilens des Strahles. Auf die Rückseite des Strahlteilers ist eine Anti-Reflexionsschicht aufgetragen, die dafür sorgen soll, dass die Strahlen an dieser Fläche nur transmittiert werden. Trotzdem weist diese Fläche noch eine Restreflexion von 0,5 % auf, so dass sich weitere mögliche Strahlverläufe ergeben können. Zusätzlich zum an der Vorderfläche reflektierten (I) und an der Vorder- und Rückseite transmittierten Strahl (II) wird jeweils der darauffolgende Störstrahl betrachtet. Es handelt sich hierbei um den an der Vorderseite transmittierten, an der Rückseite reflektierten und erneut an der Vorderseite transmittierten Strahl (III) und den an der Vorderseite transmittierten, an der Rückseite reflektierten, an der Vorderseite reflektierten und an der Rückseite transmittierten Strahl (IV). Weitere Störstrahlen können durch erneutes hin und her reflektieren zwischen der Vorder- und Rückseite entstehen. Da sich jedoch an jeder Grenzfläche die Intensität der Strahlen reduziert, werden diese Störreflexe aufgrund ihrer geringen Intensität in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet.

Nr.	ST ₁		ST ₂ , ST ₃			Fenster		Anzahl	Besonderheiten
1	w	h	w	h	P	s	u	2	starke Dispersion
2	w	h	w	v	P	s	u	2	selbe Richtung wie Hauptstrahl
3	w	h	s	o	P	s	o	3	Richtungen entkoppelt
4	w	h	s	o	S	s	o	2	Probenstrahl und umlaufend
5	s	o	s	o	P	w	h	2	seitlicher Probenversatz
6	s	o	s	o	P	s	o	4	alle Keil in derselben Richtung
7	s	o	s	o	S	w	h	2	Probenstrahl und umlaufend

Tabelle 5.1: Auflistung der untersuchten Konfigurationen von Keilausrichtungen der Strahlteiler und Fenster, mit Angabe der Keilrichtung in der ersten Spalte der jeweiligen Komponente (w: waagrecht, s: senkrecht), der Position der dicken Stelle des Keiles in der zweiten Spalte der Komponente (h: hinten, v: vorne, u: unten, o: oben), der Richtung der reflektierenden Fläche der unteren Strahlteiler in der dritten Spalte (P: zur Probe, S: zum Spiegel) und der Anzahl der nicht an der Irisblende geblockten Störstrahlen für einen einzelnen Interferometerarm

Anhand des Snelliusschen Brechungsgesetzes $n_1 \sin(\alpha) = n_2 \sin(\beta)$, wobei α den Einfallswinkel zur Grenzflächennormale, β den Winkel des gebrochenen Strahles zur Grenzflächennormale und n_1 und n_2 die Brechungsindizes des Materials links und rechts der Grenzfläche bezeichnen, können mit Hilfe der Zeichnung die Winkel der Strahlen zur Flächennormale der Strahlteilerplatten-vorderseite bestimmt werden. Anhand der Abbildung 5.2 lässt sich erkennen, dass beide Störstrahlen (III und IV) im Vergleich zu den Hauptstrahlen (I und II) einen vergrößerten Winkel zur Normale der Vorder- bzw. Rückfläche des Strahlteilers besitzen. Analog ergeben sich für einen in Richtung des schmaler werdenden Keiles einfallenden Strahl kleinere Winkel der Störstrahlen zur Flächennormale im Vergleich zu den Hauptstrahlen.

Für jeden am ersten Strahlteiler erzeugten Strahl ergeben sich am zweiten Strahlteiler analog ebenfalls vier verschiedene Strahlen, die am dritten Strahlteiler erneut aufgeteilt werden. Dabei ist zu beachten, dass die drei Strahlteilerplatten jeweils so ausgerichtet werden müssen, dass sich ein geschlossenes Strahldreieck ergibt, bei dem sich die zwischen den beiden unteren Strahlteilern von links nach rechts und die von rechts nach links laufenden Strahlen nahezu perfekt überlagern müssen. Daraus ergibt sich, dass die Strahlteiler zum einfallenden Strahl ggf. verkippt werden müssen und sich verschiedene Einfallswinkel auf die verschiedenen Strahlteiler ergeben.

Tabelle 5.1 zeigt eine Übersicht der betrachteten Konfigurationen von Keilausrichtungen der Strahlteiler und der Fenster mit der Anzahl der auftretenden Störstrahlen, die nicht an einer 3 mm geöffneten Irisblende herausgefiltert werden können. In der ersten Konfiguration sind die Keile aller drei Strahlteiler waagrecht mit der dicken Stelle des Keiles nach hinten ausgerichtet. Aufgrund der Dispersion in den Strahlteilerplatten ergibt sich zwischen den roten und den grünen Strahlen durch den großen Einfallswinkel in Richtung des Keiles ein größerer Winkel als bei einem hochkant ausgerichteten Keil. Dadurch kann es zu größeren Differenzen der mit grün und mit rot gemessenen Probenlänge kommen, was wiederum zu Problemen bei der Koinzidenzenfindung führen kann. Je Arm ergeben sich zwei verschiedene Störstrahlen. Der Strahl wird entweder im ST_1 oder in ST_2 bzw. ST_3 einmal zusätzlich hin und her reflektiert und nach der Reflexion am Referenzspiegel an der Rückseite von ST_2 bzw. ST_3 reflektiert. Die Störstrahlen besitzen in beiden Fällen zwischen dem Strahlteiler und dem Referenzspiegel eine abweichende Strahlrichtung und erfahren eine andere Phasenänderung beim Phasenschieben. Am Ausgang des Interferometers besitzen diese Störstrahlen jedoch wieder nahezu dieselbe Richtung wie die Hauptstrahlen. Dreht man den Keil von ST_2 bzw. ST_3 um 180° (Konfiguration Nr. 2), so dass die dicke Stelle des Keiles nach vorne zeigt, so ergeben sich für jeden Arm ebenfalls zwei Störstrahlen, wovon einer die identische Richtung wie die Hauptstrahlen einnimmt.

In Konfiguration 3 werden die Richtungen der im ST_1 und der in ST_2 bzw. ST_3 entstehenden Störstrahlen entkoppelt, so dass die dort entstehenden Störstrahlen möglichst nicht wieder die Richtung des Hauptstrahles einnehmen können. Da die Keilausrichtung der Fenster zwangsläufig nicht mehr entkoppelt zu der der Strahlteiler ist, kommen Störstrahlen hinzu, bei denen der Strahl im Eingangs- oder Ausgangsfenster hin und her reflektiert wird. Bestehen bleibt außerdem derjenige Störstrahl, der im ST_2 bzw. ST_3 einmal hin und her reflektiert wird und anschließend nach der Reflexion am Referenzspiegel an der Rückseite des Strahlteilers reflektiert wird. Diese Art von Störstrahl tritt bei jeder Ausrichtung der Keile der Strahlteilerplatten und Fenster auf, da er allein aus der Kombination eines keilförmigen Strahlteilers und einer reflektierenden senkrecht zum Strahl ausgerichteten Fläche entsteht. Abbildung 5.3 zeigt in einer mit Zemax erstellten Projektion schematisch den Verlauf dieses Störstrahles. Zur besseren Darstellung wurde der Keilwinkel deutlich größer als der tatsächliche Keilwinkel gewählt. Der Referenzspiegel (grau) wird senkrecht

zum Hauptstrahl (blau) ausgerichtet. Der Störstrahl (schwarz), der im Strahlteiler (orange) hin und her reflektiert, am Referenzspiegel reflektiert und an der Rückseite des Strahlteilers reflektiert wird, hat anschließend wieder nahezu dieselbe Richtung wie der Hauptstrahl, was an einer zusätzlichen Reflexion am Referenzspiegel ersichtlich wird, bei der der Strahl nahezu in sich zurück reflektiert wird.

Das Drehen der Strahlteiler ST_2 und ST_3 , so dass die reflektierende Seite des Strahlteilers zum Referenzspiegel zeigt (siehe Konfiguration 4), erzeugt in Kombination mit der reflektierenden Probenfläche bzw. dem gegenüberliegenden Strahlteiler ebenfalls einen solchen Störstrahl. Dies zeigt wie wichtig eine Entspiegelung der Strahlteilerrückseite ist, da diese Störstrahlen sich nicht eliminieren lassen. Im Gegensatz zu den Konfigurationen mit der reflektierenden Fläche der Strahlteiler zur Probe haben die Störstrahlen hier zwischen ST_2 und ST_3 , bzw. einem dieser Strahlteiler und der Probe eine vom Hauptstrahl verschiedene Richtung, so dass die Phase dieser beiden Störstrahlen beim Phasenschieben dieselbe Phasenschrittgröße erfährt wie der Hauptstrahl.

Eine möglichst geringe Auswirkung der Dispersion lässt sich erreichen, wenn die Keile aller drei Strahlteilerplatten wie in Konfiguration 5 hochkant angeordnet werden. Um hier die Anzahl der Störstrahlen zu reduzieren, bietet es sich an die Keile der Fenster waagrecht auszurichten. Da die Fenster nicht mehr Teil des eigentlichen Interferometers sind, wirkt sich die Dispersion nicht mehr direkt auf die gemessene Länge aus. Der Keil der Fenster bewirkt jedoch eine wellenlängenabhängige seitliche Verschiebung der Abbildung der Probe auf der Kamera. Deshalb ist es wichtig, die Zentrumsposition der Probe für die beiden Wellenlängen separat zu ermitteln. Stellt man alle Keile der Strahlteiler und der Fenster hochkant, so ergeben sich je Arm vier verschiedene Störstrahlen, die durch hin und her reflektieren am Eingangsfenster, an einem der Strahlteiler oder am Ausgangsfenster entstehen und nach der Reflexion am Referenzspiegel jeweils an der Rückseite der Strahlteiler reflektiert werden (siehe Konfiguration 6). Auch bei umgedrehten Strahlteilern, mit der reflektierenden Seite zum Referenzspiegel lässt sich die Anzahl der Störstrahlen nicht reduzieren. Erst mit der waagrechten Ausrichtung des Fensterkeiles wie in Konfiguration 7 reduzieren sich die Störstrahlen je Arm auf jeweils zwei Strahlen für den Probenstrahl und den umlaufenden Strahl.

Egal welche Konfiguration gewählt wird, es bleiben immer Störstrahlen, die mit Hilfe einer Blende nicht herausgefiltert werden können. Sie liegen in

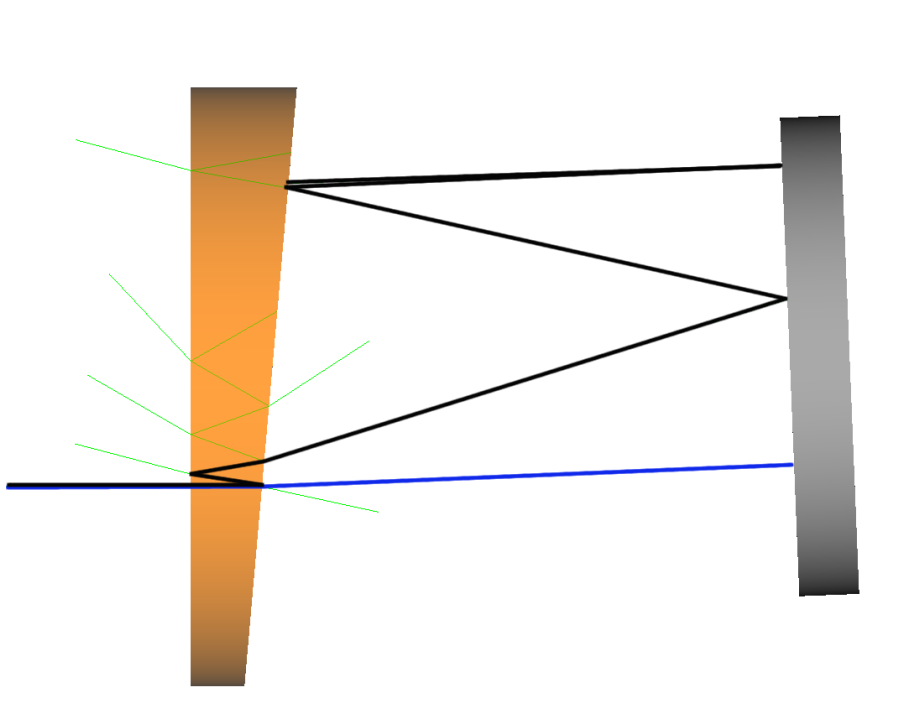


Abbildung 5.3: Mit Zemax erstellte seitliche Projektion auf Strahlteiler und Spiegel bei senkrechter Keilausrichtung des Spiegels

der Blendenebene nur etwa 0,02 bis 0,32 mm vom Hauptstrahl entfernt. Auch das Ändern des Einfallswinkels auf den Strahlteiler hat nur einen sehr geringen Effekt. Ein Schließen der Blendenöffnung auf 0,3 mm würde jedoch die Qualität der Abbildung der Probenkanten deutlich verschlechtern (siehe [Sch09], Kapitel 5.1), so dass es zu einer fehlerhaften Zentrumsfindung kommen kann. Für die vielversprechensten Konfigurationen 3,4,5,6 und 7 wird deshalb der Einfluss der nicht herausfilterbaren Störstrahlen auf die gemessene Probenlänge untersucht.

5.2.2 Auswirkung der Störstrahlen auf die gemessene Probenlänge

Um eine Abschätzung des Abstandes der durch die Störreflexe entstehenden Interferenzstreifen zu erhalten, wurde mithilfe der Optiks simulationssoftware ZEMAX der Aufbau des beidseitig antastenden Interferometers für die verschiedenen Konfigurationen der Keilausrichtungen der Strahlteilerplatten und Fenster nachgestellt. Zum sichtbar machen der Störinterferenzen wurden für die Restreflektivitäten an den Rückseiten der Strahlteilerplatten in der Simula-

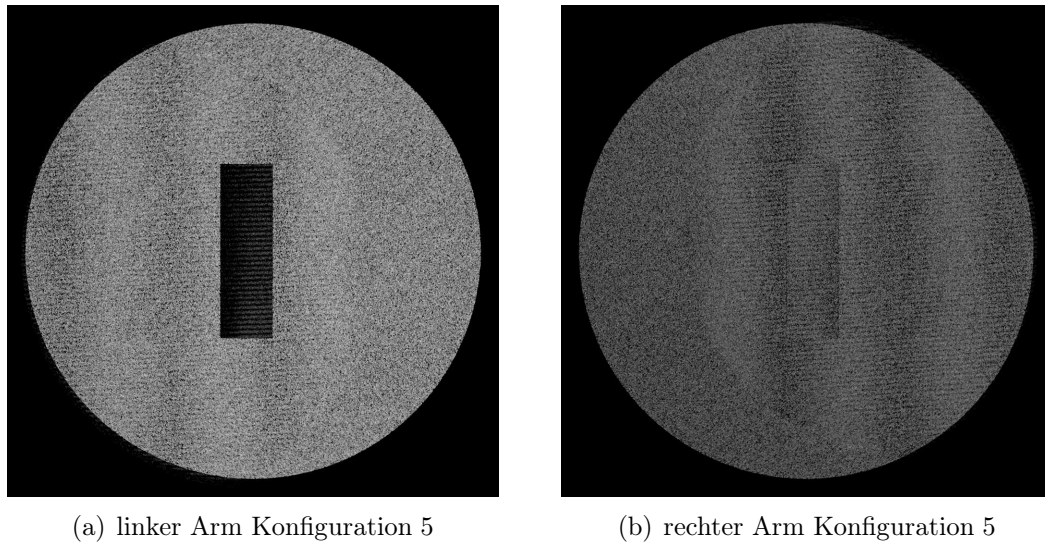


Abbildung 5.4: Durch Störinterferenzen entstehende Streifenstruktur in den Interferogrammen für die Konfiguration 5

Konfiguration	Abstand der Störstreifen [mm]
3	0,19
4	0,2
5	0,07
6	0,18 und 0,07
7	0,07

Tabelle 5.2: Abstände der Störstreifen für die verschiedenen Konfigurationen der Ausrichtungen der Keile der Strahlteilerplatten

tion vergrößerte Werte angegeben. Aufgrund der bereits bei einem Quellpunkt für eine ausreichende Strahldichte auf der Kamera benötigte Rechenzeit von über 24 Stunden, wurde die Simulation mit einem einzelnen Quellpunkt durchgeführt. Abbildung 5.4 zeigt die sich für Konfiguration 5 ergebenden Störstreifen auf der Kamera.

Der Abstand zwischen zwei Störstreifen auf der Kamera lässt sich über eine schnelle Fourier-Transformation bestimmen, die mit dem Programm Image J durchgeführt wird. Abbildung 5.5 zeigt eine Übersicht der Abstände der Störstreifen für die Konfiguration 5. Dieser liegt bei 0,07 mm. Die für die anderen Konfigurationen auftretenden Abstände zwischen den Störstreifen sind in Tabelle 5.2 aufgeführt.

Bei einer ROI-Größe von 30 Pixel x 30 Pixel, was einem Bereich von 195 μm x 195 μm entspricht, befindet sich für die Konfigurationen 3, 4 und 6 also

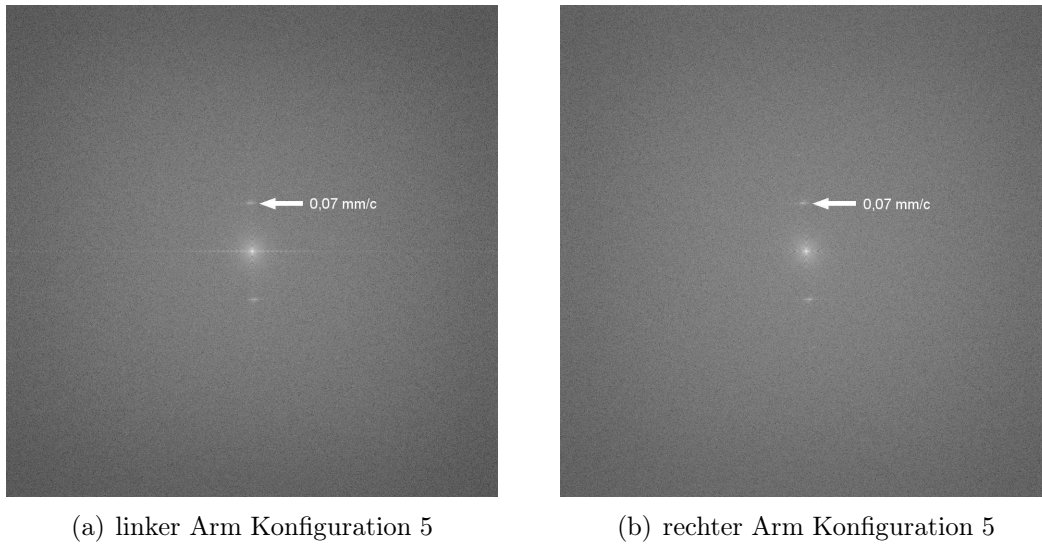


Abbildung 5.5: Schnelle Fourier Transformation der Interferogramme aus Abbildung 5.4 zur Bestimmung des Abstandes der Störstreifen

etwa ein Störstreifen innerhalb der ROI, was durch die Mittelung innerhalb der ROI zu einer deutlichen Reduzierung des Einflusses der Störinterferenzen führt. Für die Konfigurationen 5, 6 und 7 befinden sich etwa 2,8 Streifen innerhalb einer ROI. Da die Keilwinkel der Strahlteilerplatten nur mit begrenzter Genauigkeit bekannt sind und die Simulationsergebnisse somit geringfügige Abweichungen enthalten können, eignen sich die Ergebnisse nur bedingt zur Reduzierung des Einflusses der Störinterferenzen über eine Größenanpassung der ROI. Deshalb wird zunächst der quantitative Einfluss der Störinterferenzen auf die Längenmessung über die Berechnung einer Mehrstrahlinterferenz aus Referenzstrahl, Probenstrahl bzw. umlaufenden Strahl und Störstrahlen untersucht. Die Intensitäten der einzelnen Strahlen werden aus den Reflektivitäten der Strahlteilerbeschichtungen ermittelt. Das Fraunhofer IOF, welches die Chrombeschichtung und die Anti-Reflex-Beschichtung durchgeführt hat, gibt für die Reflektivitäten der einzelnen Schichten für einen Eintrittswinkel von 20° die in Tabelle 5.3 gezeigten Werte an. Die Phase der Strahlen auf der Kamera kann nicht genau ermittelt werden, da die Positionen der Optiken im beidseitig antastenden Interferometer nicht mit einer Genauigkeit im Bereich von Nanometern gemessen werden können. Aus diesem Grund wird für die interferierenden Strahlen jede mögliche Kombination aus Phasenwerten angenommen und nach dem maximal möglichen Einfluss der Störinterferenz auf die Längenmessung gesucht. Um die Längenmessung des beidseitig

Beschichtung	Eintrittsmedium	Reflexion [%]	Transmission [%]
Chrom	Luft	31,386	28,382
Chrom	Glas	12,933	28,416
AR	Luft	0,500	95,500
AR	Glas	0,500	95,500

Tabelle 5.3: Reflexion und Transmission an den Beschichtungen der Strahlteilerplatten

antastenden Interferometers möglichst genau nachzustellen, wird das Phasenschiebungsverfahren berücksichtigt. Es werden für fünf verschiedene Positionen des Referenzspiegels die Mehrstrahlinterferenzen berechnet und mit dem verwendeten Phasenalgorithmus (siehe Kapitel 4.2) die resultierende Phase für den Probenbereich und den Umgebungsbereich bestimmt. Bei einer Orientierung der reflektierenden Fläche des Strahlteilers zur Probe muss das Phasenschieben auch für die Störstrahlen berücksichtigt werden, jedoch mit einer abweichenden Phasenschrittgröße. Die Phasenschrittgröße wird mittels Zemax in einem Raytracing eines einzelnen Referenz- und Störstrahles mit fünf verschiedenen Positionen des Referenzspiegels ermittelt.

Für die verschiedenen Konfigurationen von Ausrichtungen der Strahlteilerplatten und Vakuumfenster wird jeweils die Intensität der Interferenz im Probenbereich und im umgebenden Bereich ermittelt, einmal ohne Einwirkung der Störstrahlen, also als Zweistrahlinterferenz und einmal mit Einwirkung der verschiedenen Störstrahlen, also als Mehrstrahlinterferenz. Diese Intensität wird für alle fünf Phasenschritte ermittelt, um mit dem Phasenschrittalgorithmus die Phase der verschiedenen Bereiche berechnen zu können. Aus der Phasendifferenz zwischen dem umgebenden Bereich und dem Probenbereich wird dann der Interferenzbruchteil ermittelt, der multipliziert mit $\lambda/2$ eine Länge ergibt. Dieser Vorgang wird für alle möglichen Kombinationen von Phasen der verschiedenen Strahlen wiederholt. Für jede der Kombinationen wird die Differenz der Länge mit Störstrahlen zur Länge ohne Einwirkung von Störstrahlen berechnet. Die gleiche Vorgehensweise wird auch für den jeweils anderen Interferometerarm durchgeführt, für den sich bedingt durch das unterschiedliche Verhalten am Strahlteiler ST_1 andere Intensitäten der einzelnen Strahlen ergeben können. Die Summe der maximalen Längenabweichungen beider Interferometerarme ergibt die maximal mögliche Einwirkung der Störstrahlen der jeweiligen Konfiguration auf die gemessene Probenlänge.

Konfiguration	Längenänderung durch Störstrahlen [nm]
3	$6,4 \cdot 10^{-5}$
4	2,43
5	$7,8 \cdot 10^{-5}$
6	$1,8 \cdot 10^{-4}$
7	1,97

Tabelle 5.4: Änderung der aus den Interferenzbildern berechneten Probenlänge durch den Einfluss der Störstrahlen

Die Ergebnisse dieser Längenänderungen durch die Störstrahlen sind in Tabelle 5.4 aufgeführt. Es zeigt sich ein deutlich verschiedenes Verhalten für die Konfigurationen bei der die Strahlteiler ST_2 und ST_3 mit der reflektierenden Fläche in Richtung des Referenzspiegels angeordnet sind (Konfiguration 4 und 7), im Vergleich zu den übrigen Konfigurationen, bei denen die reflektierende Fläche zur Probe deutet. Während sich für die Konfigurationen 4 und 7 ein Einfluss der Störstrahlen ohne Berücksichtigung der Mittelung innerhalb der ROI von bis zu 2,43 bzw. 1,97 nm ergeben kann, reduziert sich für die Konfigurationen 3, 5 und 6 der Einfluss durch die Störstrahlen bedingt durch das Phasenschieben der Störstrahlen auf vernachlässigbar kleine Werte. Aufgrund der geringen Anzahl an auftretenden Störstrahlen sowie den geringen Einfallswinkeln der Strahlen in Richtung des Keiles, der zu möglichst kleinen Winkelunterschieden der Strahlen des grünen und roten Lasers führt, wurde für das beidseitig antastende Interferometer die Konfiguration 5 ausgewählt, bei der alle Keile der Strahlteilerplatten hochkant ausgerichtet sind, die Keile der Fenster hingegen waagerecht.

5.3 Einfluss von Wellenfrontaberrationen auf die gemessene Probenlänge

Die abbildende interferometrische Längenmessung von prismatischen Körpern funktioniert neben der genauen Kenntnis der zur Messung verwendeten Wellenlängen und Umweltparameter wie Druck oder Temperatur nur, wenn ebene Wellenfronten zur Messung verwendet werden. Dazu wird divergentes Licht aus einer Multimode-Faser mit einem Achromaten parallelisiert. Diese Kollimation ist jedoch nicht perfekt, da aufgrund des großen Querschnittes des

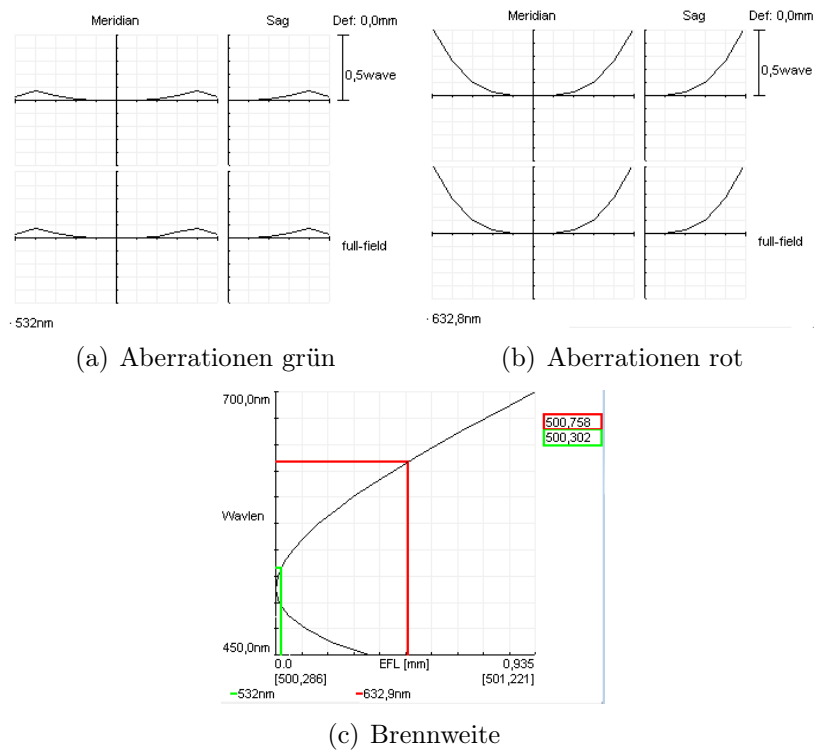


Abbildung 5.6: Wellenfrontaberrationen für (a) grün (b) rot, (c) Wellenlängenabhängigkeit der Brennweite des Kollimators

Parallelstrahlenbündels achsenferne Strahlen mit sphärischen Linsen nicht optimal gebrochen werden. Zudem ist der verwendete Kollimator nicht explizit für die beiden verwendeten Wellenlängen entworfen worden. Abbildung 5.6 zeigt die mit der Software WinLens 3D berechnete Wellenlängenabhängigkeit der Brennweite des Kollimators sowie Wellenfrontaberrationen für die beiden verwendeten Wellenlängen. Die Brennweiten unterscheiden sich für rot und grün um etwa einen halben Millimeter und führen somit zu verschiedenen Wellenfrontaberrationen. Zusätzlich sind auch die verwendeten Planoptiken, wie die Vakuumfenster mit einer Ebenheit von $\lambda/10$, die Strahlteiler mit einer Ebenheit kleiner $\lambda/50$ und die Referenzspiegel mit einer Ebenheit von weniger als 20 nm nicht perfekt eben oder weisen geringfügige Inhomogenitäten des Optikmaterials auf und erzeugen somit Abweichungen von der ebenen Wellenfront.

Die Längenmessung am beidseitig antastenden Interferometer beruht auf dem Vergleich der optischen Weglängen verschiedener Wegstrecken. Diese Wegstrecken werden an verschiedenen Bereichen im Strahlquerschnitt ausgewertet. Die optische Weglänge für die an der Probe reflektierten Strahlen wird innerhalb der mittleren ROI ausgewertet, die optische Weglänge der vorbeilaufenden

Strahlen in den beiden äußeren ROI. Durch Verformungen der Wellenfront verändern sich die gemessenen Weglängen unterschiedlich stark und wirken sich somit direkt auf die gemessene Probenlänge aus. Durch den Vergleich der Phasenwerte in der mittleren und in den äußeren symmetrisch angeordneten ROI mittelt sich der Einfluss gekippter Wellenfronten heraus. Eine gebogene Wellenfront hingegen hat große Auswirkungen auf die gemessene Probenlänge.

In einseitig antastenden Interferometern kann zur Bestimmung des Optikfehlers ein Ebenheitsnormal mit sehr geringen, genau bekannten Ebenheitsabweichungen an Stelle der Anschubplatte eingesetzt und ohne eine angeschobene Probe vermessen werden. Die Abweichungen von der bekannten Topographie des Ebenheitsnormales stellen den durch die verwendeten Optiken entstandenen Wellenfrontfehler für den Bereich der an der Anschubplatte reflektierten Strahlen dar. Die an der Probe reflektierten Strahlen weisen bis auf den durch die Probenlänge bedingten Wegunterschied denselben optischen Weg durch die verschiedenen Optikkomponenten mit ihren Wellenfrontaberrationen auf. Somit kann die mit der Ebenheitsnormalmessung ermittelte Phasentopographie als Korrektur im Bereich der Anschubplatte wie auch der Probe verwendet werden.

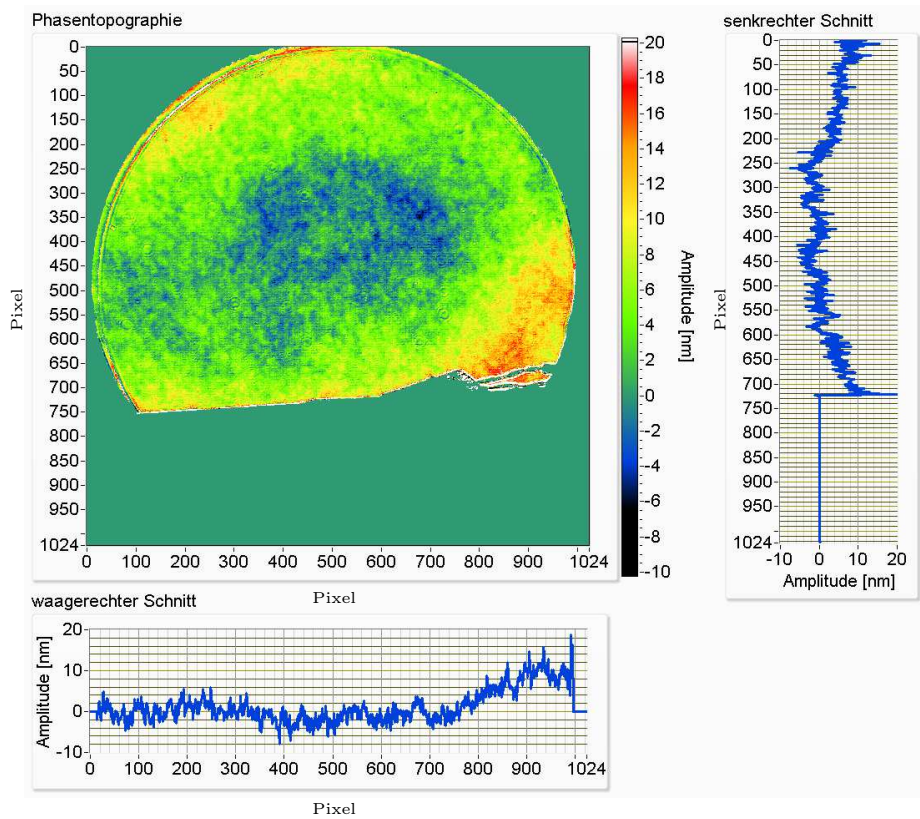
Im beidseitig antastenden Interferometer unterscheiden sich die Wege durch die optischen Komponenten für die an der Probe reflektierten Strahlen und die an der Probe vorbeilaufenden Strahlen, so dass für die beiden Bereiche verschiedene Optikfehlerkorrekturen gewählt werden sollten. Für die Korrektur des Probenbereiches bietet sich hier die Messung einer beidseitig verspiegelten Planplatte bekannter Topographien an. Für den die Probe umgebenden Bereich der umlaufenden Strahlen eignet sich hingegen eine Leermessung des Interferometers, um die Abweichungen der sich ergebenden Phasentopographie von einer perfekten Ebene zu bestimmen. Werden die beiden Korrekturen kombiniert sieht man sich jedoch mit einem Problem konfrontiert. Bei der Längenmessung im beidseitig antastenden Interferometer werden nur Differenzen verschiedener Weglängen bestimmt. In den detektierten Wellenfrontaberrationen ist ein von der im gesamten Interferometer zurückgelegten Wegstrecke abhängiger Offset enthalten. Wird die Wellenfrontaberration nun sowohl im äußeren Bereich als auch im Probenbereich auf gleiche Weise korrigiert, so hebt sich der Offset in der Längenmessung automatisch heraus. Wird die Korrektur hingegen nur in einem der beiden Bereiche angewandt, so wird durch den Offset ein neuer unbekannter Längenfehler eingebracht. Wird sowohl die Leermes-

sung als auch die Messung der beidseitig verspiegelten Planplattenmessung als Korrektur für beide Bereiche angewandt, so werden die Wellenfrontabweichungen überkorrigiert. Geht man vorrangig von großförmig gebogenen zentrisch zur optischen Achse liegenden Wellenfronten aus und weniger von höherfrequenten Strukturen, so ist aufgrund des großen Abstandes der äußeren ROI im Vergleich zur Ausdehnung der mittleren ROI für den die Probe umgebenden Bereich mit einem größeren Einfluss von Wellenfrontaberrationen auf die gemessene Probe zu rechnen als für den Probenbereich selbst. Im Folgenden wird deshalb die Leermessung als Korrekturverfahren näher untersucht.

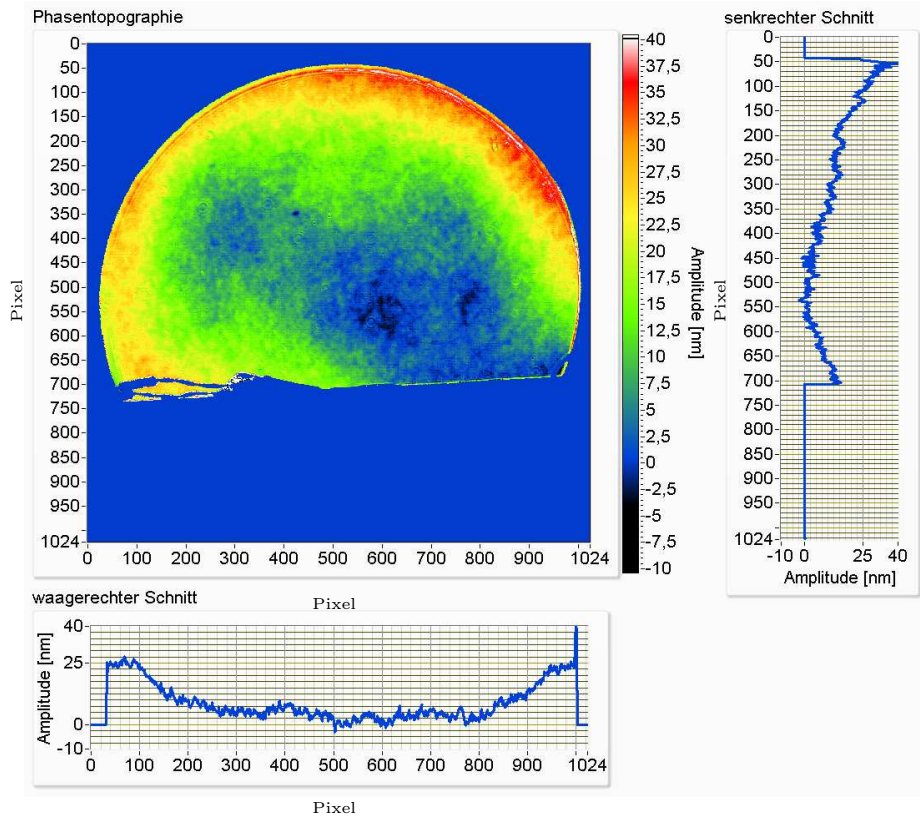
Um einen ersten Eindruck des Ausmaßes der Wellenfrontdeformationen durch die Optiken im beidseitig antastenden Interferometer zu erhalten, werden die Topographien einer Messung des leeren Interferometers in beiden Interferometerarmen erzeugt. Im Idealfall sollten sich für beide Arme ebene Phasentopographien ergeben. Abbildung 5.7 zeigt die pixelweise Topographie beider Interferometerarme mit einer Amplitude in Nanometern mit den entsprechenden Schnittprofilen in senkrechter und waagerechter Richtung. Die Topographie variiert über den Strahlquerschnitt im Bereich von bis zu 40 nm. Auf die gemessene Länge wirkt sich jedoch nur die Amplitudendifferenz im Bereich der Region of Interest aus. Um diesen Effekt abzuschätzen wird eine Längenmessung des leeren Interferometers vorgenommen, bei der die optische Weglänge der mittleren ROI von der optischen Weglänge der äußeren ROI subtrahiert wird. Im Falle ebener Wellenfronten ergibt sich erwartungsgemäß eine Probenlänge von 0 mm. Eine Messreihe des leeren Interferometers mit 50 Messungen ergab eine mittlere Amplitudendifferenz von -1,05 nm mit einer Standardabweichung von 0,18 nm. Die Wellenfrontkrümmung der im Interferometer umlaufenden Strahlenbündel wirkt sich somit deutlich geringer auf die gemessene Probenlänge aus als die Phasentopographien vermuten lassen.

5.3.1 Einfluss der einzelnen optischen Komponenten

Im Folgenden soll anhand vereinfachter Skizzen verdeutlicht werden, wie sich eine durch die verschiedenen optischen Komponenten erzeugte gebogene Wellenfront auf die Probenlänge auswirkt. Dazu wird zunächst die Dicke der Optiken vernachlässigt. Des weiteren ist die Verformung der Wellenfront entlang freier Wegstrecken nicht explizit dargestellt. Die Abkürzung „R“ bezeichnet die Referenzstrahlen, die Abkürzung „U“ die im Interferometer umlaufenden,



(a) linker Arm



(b) rechter Arm

Abbildung 5.7: Phasentopographien einer Leermessung mit waagerechtem und senkrechtem Schnitt

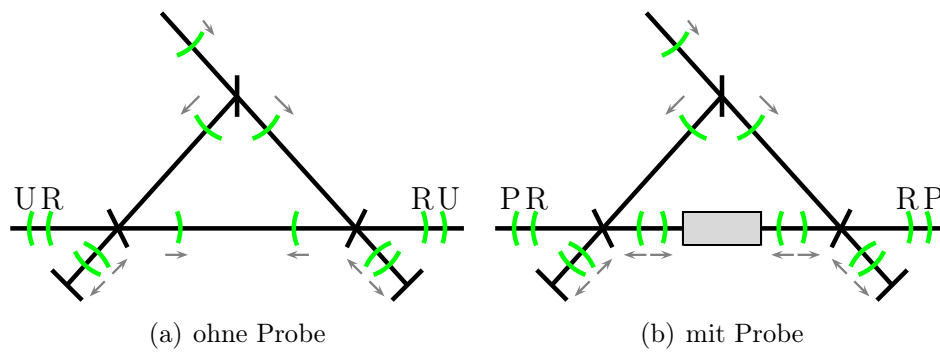


Abbildung 5.8: Vereinfachter Verlauf eines Wellenfrontfehlers durch den Kollimator

an der Probe vorbeilaufenden Strahlen und „P“ die an der Probe reflektierten Strahlen.

Bei einer vom Kollimator erzeugten gebogenen Wellenfront und gleich langen Wegstrecken der umlaufenden Strahlen und Referenzstrahlen sind die Wellenfronten an beiden Interferometerausgängen identisch geformt und die Durchbiegungen heben sich in den Phasentopographien heraus (siehe Abbildung 5.8(a)). Verschieden lange Strahlwege führen hingegen durch die Ausbreitung der Wellenfront entlang ihres Weges zu Abweichungen der Durchbiegungen der Wellenfronten, die auch in den Phasentopographien bestehen bleiben. Durch die zwangsweise verschieden langen Wegstrecken der umlaufenden Strahlen im Vergleich zu den an der Probe reflektierten Strahlen (siehe 5.8(b)) ergeben sich verschiedene Durchbiegungen der Phasentopographie für den Probenbereich und den umgebenden Bereich, so dass eine Korrektur über eine Leermessung die Durchbiegung der Phasentopographie im Probenbereich nicht perfekt korrigieren kann.

Bei einer gebogenen Oberfläche des oberen Strahlteilers krümmt sich die Wellenfront des am Strahlteiler reflektierten Strahlenbündels. Damit ergeben sich ohne Probe auch für identisch lange Wegstrecken für die umlaufenden Strahlen im Vergleich zu den Referenzstrahlen verschieden stark gekrümmte Wellenfronten (siehe Abbildung 5.9(a)). Es ergibt sich eine gebogene Phasentopographie, die bei identischen Längen in beiden Armen gleich groß, aber entgegengesetzt gebogen ist, wie das Phasenschieben in Abbildung 5.10 zeigt, das in einem Arm die Wegstrecke der ebenen Wellenfront, im anderen Arm hingegen die Wegstrecke der gekrümmten Wellenfront variiert. Trotz identisch aussehender erster Interferenzbilder im linken und rechten Interferometerarm ergibt

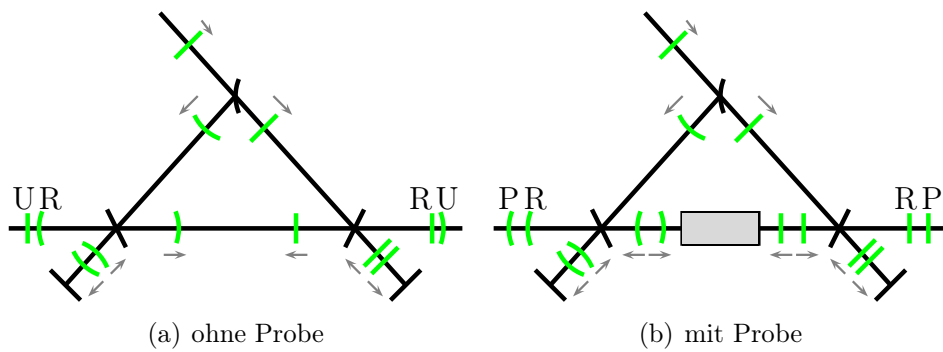


Abbildung 5.9: Vereinfachter Verlauf eines Wellenfrontfehlers durch den oberen Strahlteiler

sich eine entgegengesetzt gebogene Phasentopographie. Die Summe der Durchbiegungen in beiden Armen hebt sich bei identisch langen Wegstrecken heraus. Die leicht elliptische Form der Interferenzbilder und Phasentopographien ergibt sich durch den schrägen Einfall der Wellenfronten auf die Optiken, dessen Winkel für den oberen Strahlteiler mit 40° recht groß ist. Befindet sich eine Probe im Interferometer, so erhält man bei identisch langen Wegstrecken der Probenstrahlen und der Referenzstrahlen im linken Arm identisch gekrümmte Wellenfronten, so dass sich die Krümmung in der Phasentopographie heraushebt. Ähnliche Überlegungen lassen sich zu Wellenfrontaberrationen des am oberen Strahlteiler transmittierten Strahlenbündels anstellen. Aufgrund von Oberflächenunebenheiten verschiebt sich der Vakuum-Glas-Übergang für die verschiedenen Strahlen des Strahlenbündels unterschiedlich und es ergeben sich verschieden lange Wegstrecken innerhalb des Glases, was ebenfalls zu Krümmungen der Wellenfronten führen kann. Die Krümmung der Wellenfront des transmittierten Strahlenbündels fällt jedoch deutlich geringer aus, als für den reflektierten Teil des Strahlenbündels, weshalb die Krümmung in den Skizzen vernachlässigt wurde. Für identisch lange Wegstrecken der Referenzstrahlen und der an der Probe reflektierten Strahlen heben sich die Krümmungen auch im rechten Interferometerarm heraus.

Bei einem gekrümmten unteren Strahlteiler, hier dargestellt für den linken Strahlteiler (siehe Abbildung 5.11), ergibt sich im linken Arm des Interferometers eine gekrümmte Wellenfront des Referenzstrahles. Die Wellenfront des von rechts nach links umlaufenden Strahles hingegen bleibt eben. Im rechten Arm ergibt sich eine ebene Wellenfront für den Referenzstrahl. Der von links nach rechts umlaufende Strahl weist eine zur Krümmung des Referenzstrahles

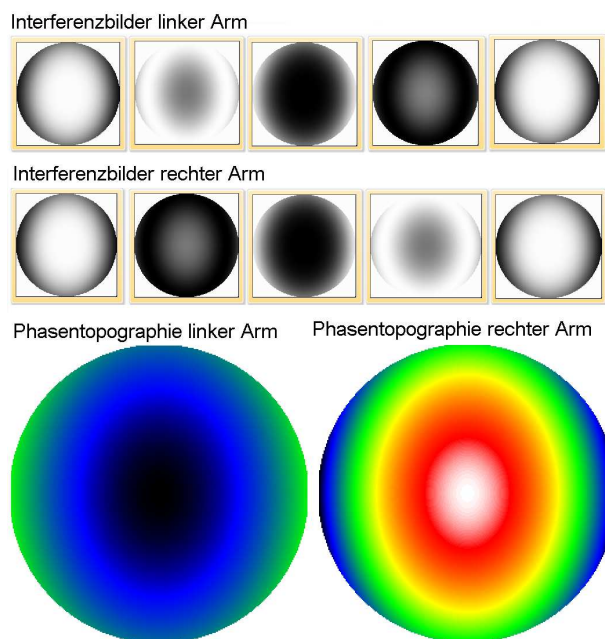


Abbildung 5.10: Durch das Phasenschieben erzeugte entgegengesetzte Durchbiegung der Phasentopographien

im linken Interferometerarm entgegengesetzte Krümmung der Wellenfront auf. Mit dem Phasenschieben erhält man jedoch bei gleichen Weglängen in den beiden Interferometerarmen identisch gekrümmte Phasentopographien. Bei einer entsprechenden Krümmung des rechten Strahlteilers ergäben sich entgegengesetzt gekrümmte Phasentopographien im Vergleich zur Krümmung des linken Strahlteilers. Bei vorhandener Probe im Strahlengang ergeben sich im rechten Interferometerarm ebene Wellenfronten für den an der Probe reflektierten Strahl sowie für den Referenzstrahl. Im linken Interferometerarm ergeben sich entgegengesetzte Krümmungen des an der Probe reflektierten Strahls und des Referenzstrahles, so dass sich in der Phasentopographie beide Krümmungen aufaddieren. Addiert man die Differenz der Krümmungen der Wellenfronten für beide Arme auf, so erhält man für sehr kurze Proben ähnliche Ergebnisse für den Fall mit und ohne Probe.

Bei einem gekrümmten Referenzspiegel, wie in Abbildung 5.12 für den linken Referenzspiegel gezeigt, wirkt sich die Krümmung nur im entsprechenden Arm aus. Da lediglich die Wellenfront des Referenzstrahles eine Krümmung erhält, ergibt sich in diesem Arm eine gebogene Phasentopographie, sowohl mit als auch ohne Probe im Strahlengang. Es ist also für kurze Proben eine Korrektur des Einflusses der Wellenfrontaberrationen der Referenzspiegel

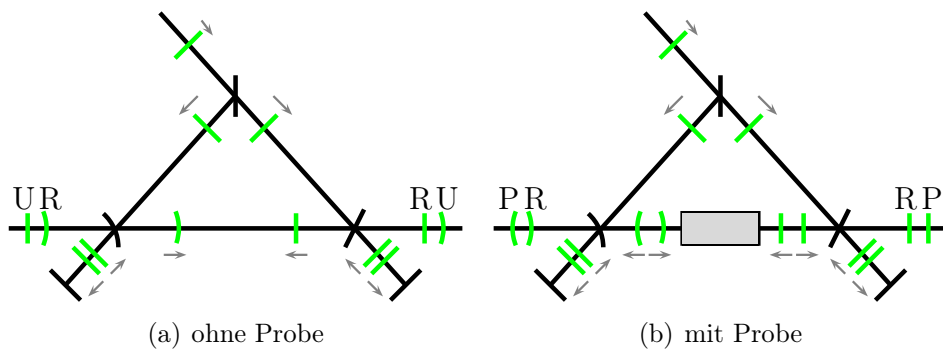


Abbildung 5.11: Vereinfachter Verlauf eines Wellenfrontfehlers durch den linken Strahlteiler

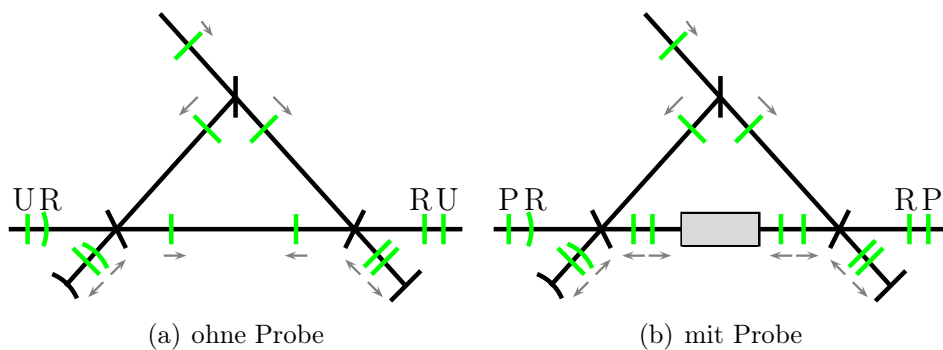


Abbildung 5.12: Vereinfachter Verlauf eines Wellenfrontfehlers durch den linken Referenzspiegel

durch die Messung des leeren Interferometers zu erwarten.

Zur Überprüfung dieser Überlegungen wurde mittels des in Kapitel 4.7 vorgestellten Raytracers der Einfluss der von einzelnen Optikkomponenten erzeugten Wellenfrontaberrationen auf die gemessene Probenlänge, sowie der Effekt der Korrektur durch eine Leermessung untersucht. Die Untersuchung per Raytracer bietet den Vorteil, dass die durch die Optiken entstehenden Wellenfrontaberrationen auf Knopfdruck abgestellt werden können. Es wurden verschiedene asphärische und dezentrierte Verformungen der Optikoberflächen vorgenommen, die in ihrem Ausmaß den tatsächlich im Interferometer vorliegenden deutlich übertreffen. Die Oberflächenabweichungen der Vorderseite des oberen Strahlteilers für die unten angegebenen Messungen beträgt beispielsweise 150 nm peak-to-valley, während die tatsächlichen Abweichungen wie in Abbildung 6.1 zu sehen bei etwa 16 nm peak-to-valley liegen. Für jede Konfiguration von Wellenfrontaberrationen wurde jeweils ein Raytracingdurchlauf mit Wellenfrontfehler, einer ohne Wellenfrontfehler und einer mit Wellenfrontfehler

ohne Probe (Leermessung) vorgenommen. Die Differenz aus den Ergebnissen mit und ohne Wellenfrontaberrationen ergibt den durch die Wellenfrontaberrationen erzeugten Längenfehler. Anschließend wird die korrigierte Länge aus der Differenz der mit Wellenfrontaberrationen berechneten Längen mit und ohne Probe gewonnen. Um den verbleibenden Fehler zu bestimmen, wird die ohne Wellenfrontaberrationen berechnete Länge von der korrigierten Länge subtrahiert. Tabelle 5.5 zeigt einen Überblick einiger mit dem Raytracer gewonnenen Ergebnisse.

Durch die Subtraktion der aus der Leermessung gewonnenen Korrektur von der unter Einfluss von Wellenfrontaberrationen gemessenen Länge, konnte der durch die Wellenfrontfehler hervorgerufene Längenfehler deutlich reduziert, wenn auch nicht vollständig korrigiert werden. Insbesondere für die durch den oberen Strahlteiler erzeugten Wellenfrontaberrationen ergibt sich aufgrund der entgegengesetzten Durchbiegung der Phasentopographie für die beiden Interferometerarme ein verschwindend geringer Wert für die Leermessung, so dass der bei der Messung mit Probe entstehende Längenfehler nicht korrigiert werden kann. Je nach Länge der Probe ergeben sich jedoch sehr ähnliche Krümmungen der Wellenfront des an der Probe reflektierten Strahles und des Referenzstrahles im selben Arm, so dass sich die Wellenfrontaberrationen des oberen Strahlteilers nur gering auf die gemessene Probenlänge auswirken. Lediglich bei einer starken Verschiebung der Probe entlang der z-Achse ist mit deutlichen Auswirkungen auf die Probenlänge zu rechnen, wie Tabelle 5.5 für die verschiedenen Probenpositionen bei identischem Wellenfrontfehler des oberen Strahlteilers zeigt. Auch für eine Kombination der einzelnen Wellenfrontfehler konnte eine deutliche Reduzierung des durch die Wellenfrontfehler erzeugten Längenfehlers erreicht werden. Da die im Experiment im leeren Interferometer gemessenen Längen, wie bereits oben erwähnt, im Bereich von einem Nanometer liegen, dürfte der Einfluss der Wellenfrontaberrationen tatsächlich geringer als für die hier verwendeten Optikfehler ausfallen, so dass auch mit einem geringeren Restfehler zu rechnen ist. Oberflächenfehler des Endmaßes zeigten in den Untersuchungen mit dem Raytracer keinen merklichen Effekt auf die Größe des durch die Wellenfrontaberrationen entstandenen Längenfehlers. Aufgrund der für die beiden Interferometerarme vertauschten Durchbiegungen der Wellenfront der umlaufenden Strahlen im Vergleich zu den an der Probe reflektierten Strahlen eignet sich die Leermessung nur in Addition beider Arme als Korrektur des Einflusses der Wellenfrontaberrationen auf die Länge.

Fehlerquelle	Messung	Ergebnis Raytracer [mm]	Fehler [nm]	korrigierte Länge [mm]	Restfehler [nm]
Kollimator in z-Richtung verschoben	ohne WF	99,99785582	-0,66	99,99785580	-0,02
	mit WF	99,99785515			
	Leermessung	-0,00000064			
oberer Strahlteiler	ohne WF	99,99945255	-0,42	99,99945213	-0,42
	mit WF	99,99945213			
	Leermessung	0,00000000			
oberer ST, Probe 50 mm verschoben	ohne WF	99,99945269	-0,42	99,99945227	-0,42
	mit WF	99,99945227			
	Leermessung	0,00000000			
oberer ST, Probe 200 mm verschoben	ohne WF	99,99945169	6,75	99,99945844	6,75
	mit WF	99,99945844			
	Leermessung	0,00000000			
linker Strahlteiler	ohne WF	99,99935452	-9,40	99,99935480	0,28
	mit WF	99,99935412			
	Leermessung	-0,00000968			
rechter Strahlteiler	ohne WF	99,99785582	4,54	99,99785433	-1,48
	mit WF	99,99786035			
	Leermessung	0,00000602			
linker Referenzspiegel	ohne WF	99,99785582	0,70	99,99785581	0,00
	mit WF	99,99785651			
	Leermessung	0,00000070			
alle Fehler zusammen	ohne WF	99,99935433	-3,75	99,99935519	0,86
	mit WF	99,99935058			
	Leermessung	-0,00000461			
alle Fehler zusammen, ebene Probe	ohne WF	100,00000001	-3,76	100,00000086	0,85
	mit WF	99,99999625			
	Leermessung	-0,00000461			

Tabelle 5.5: Übersicht der mit dem Raytracer generierten Ergebnisse zur Überprüfung der Anwendbarkeit der Leermessung als Korrektur des durch Wellenfrontaberrationen erzeugten Längenfehlers

Es erfolgt deshalb lediglich eine Korrektur der Probenlänge, nicht jedoch der Probentopographie. Für die in Kapitel 5.4.2 gezeigte Messung zweier gekreuzt aneinander angeschobener Endmaße erfolgt die Auswertung des Phasenwertes für den Probenstrahl zu beiden Seiten der Probe an verschiedenen Positionen, da ein Teil der Probe verdeckt ist. Der Effekt der vertauschten Durchbiegungen im Probenbereich für die beiden Interferometerarme lässt sich deshalb nicht aufgrund der Addition der Phasendifferenzen beider Arme kompensieren, so dass sich die Leermessung auf diese Weise nicht als Korrektur des Längeneinflusses von Wellenfrontaberrationen gekreuzt aneinander angeschobener Proben eignet.

Für die Nutzung der Leermessung als Korrektur ist es entscheidend, die Phasentopographien an denselben Positionen im Strahl auszuwerten an denen zuvor die Messung mit Probe ausgewertet wurde, da das Ergebnis aufgrund der unregelmäßigen Phasentopographie (siehe Abbildung 5.7) mit der Position der ROI im Strahl variiert. Da die Kamera für die scharfe Abbildung der Probekanten für verschiedene Probenlängen jeweils nachgeführt werden muss, kann es zu geringfügigen Abweichungen der Strahlposition auf der Kamera kommen. Deshalb ist es sinnvoll für jede Messreihe eine erneute Leermessung des Interferometers durchzuführen. Dafür muss sichergestellt werden, dass es in der Praxis beim Herausfahren der Probe aus dem Strahl mittels des verfahrenbaren Probentisches zu keinen Änderungen der Phasentopographie durch die Lastumverteilung des Invardreiecks im Inneren des Interferometers oder durch Temperatureinwirkung beim Verfahren des Probentisches kommt. Dazu wurde eine Messreihe am leeren Interferometer mit verschiedenen Positionen des Probentisches durchgeführt und zusätzlich der Temperaturverlauf aufgezeichnet. Die sich aufgrund von Wellenfrontaberrationen ergebende Längenabweichung wird im leeren Interferometer zunächst mit dem Probentisch mittig im Strahlengang gemessen. Anschließend wird der Probentisch seitlich aus dem Strahlengang in die untere Richtung des Strahldreiecks verfahren. Vor der erneuten Leermessung wird die Messung pausiert, um eine Stabilisierung der Temperatur nach dem Aufheizen durch den Motor des Probentisches zu ermöglichen. Nach der Messreihe wird der Probentisch zurück in die Mittenposition verfahren und nach einer Stabilisierungspause erneut die Längenmessung durchgeführt. Dieser Vorgang wird für das Herausfahren des Probentisches zur entgegengesetzten Richtung in den oberen Bereich des Strahldreiecks wiederholt. Die gemessene Länge im leeren Interferometer zeigt keine Unterschiede

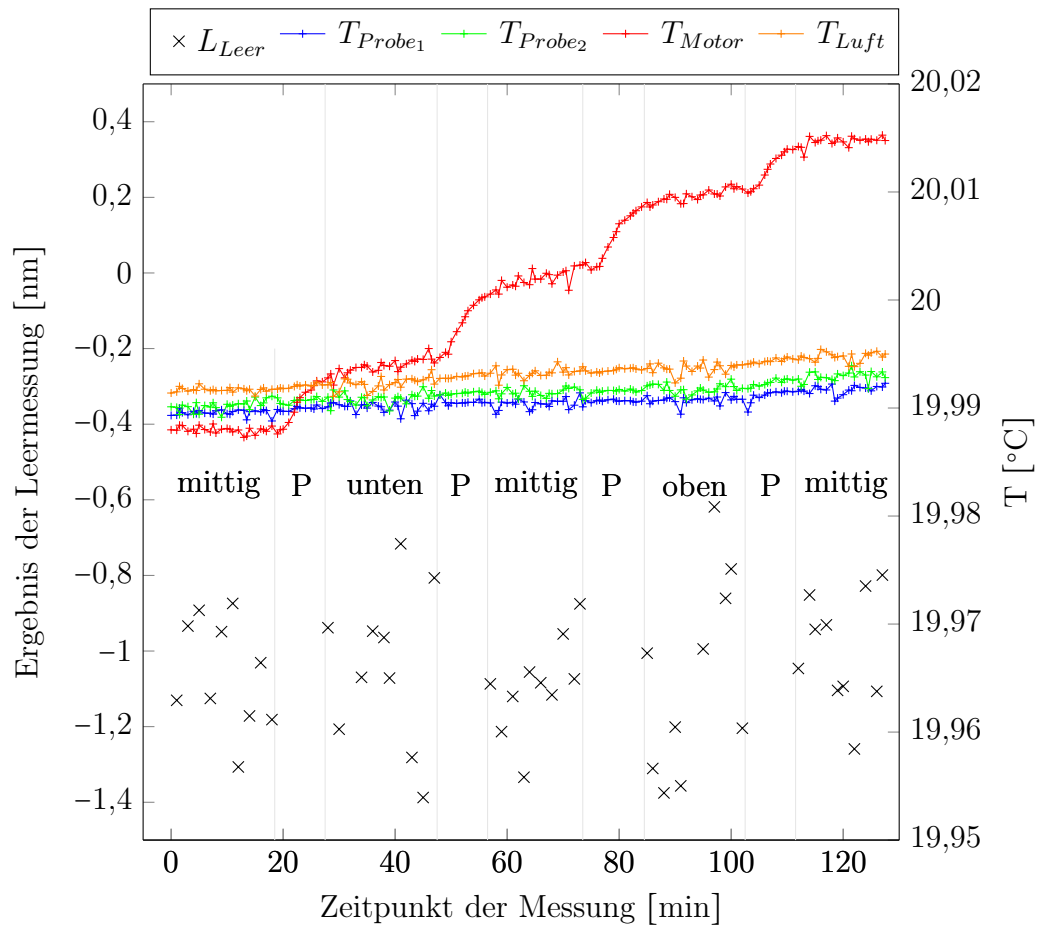


Abbildung 5.13: Ergebnisse der Leermessungen L_{Leer} des Interferometers mit verschiedenen Positionen des Probestisches (mittig, unten und oben) und den entsprechenden Temperaturverläufen des Probestisches T_{Probe1} , T_{Probe2} , des Linearmotors T_{Motor} und der Lufttemperatur T_{Luft} . Die Abschnitte P geben die Messpausen zur Stabilisierung der Temperatur an

für die Messungen an den verschiedenen Probentischpositionen. Die Lastumverteilung auf dem Invardreieck durch den verfahrenen Probentisch wirkt sich also nicht auf die Messung des leeren Interferometers aus. Auch der Temperaturanstieg im Inneren des Kessels aufgrund der Motoraktivität hat keinen sichtbaren Einfluss auf die gemessene Phasendifferenz des leeren Interferometers. Eine Veränderung des Abstandes der Strahlteiler zueinander, sowie eine merkliche Ausdehnung der Strahlteilerplatten aufgrund der Wärmeeinwirkung ist bei den hier festgestellten Temperaturänderungen im Inneren des Kessels nicht zu erwarten. Es empfiehlt sich jedoch eine Wartezeit nach dem Verfahren des Tisches von etwa sieben Minuten zu berücksichtigen, damit sich wieder ein thermisches Gleichgewicht im Inneren des Kessels ausbilden kann. Die Aufnahme einer Leermessung zur Korrektur der Wellenfrontaberrationen kann also durch das Herausfahren der Probe aus dem Strahlengang realisiert werden. Ein Einfluss des Temperaturanstieges auf die Längenmessung der Probe lässt sich verhindern, wenn die Leermessung jeweils am Ende einer Messreihe vorgenommen wird.

5.4 Vergleichsmessung mit einseitig antastenden Interferometern

Um die korrekte Funktionsweise des beidseitig antastenden Interferometers für die Längenmessung zu überprüfen wurden Vergleichsmessungen mit dem in Kapitel 2.3 vorgestellten Präzisionsinterferometer (PIF) und Ultrapräzisionsinterferometer (UPIF) der PTB durchgeführt. Während sich das Präzisionsinterferometer und das Ultrapräzisionsinterferometer aufgrund ihrer sehr ähnlichen Messanordnung sehr gut vergleichen lassen, sieht man sich bei Vergleichsmessungen mit dem beidseitig antastenden Interferometer mit größeren Problemen konfrontiert. Bei der Messung im angeschobenen Zustand kann, im Falle einer Anschubplatte aus dem selben Material und ähnlicher Oberflächenbeschaffenheit wie das Endmaß, der Einfluss des Phasensprungs bei der Reflexion und der Rauheit der Oberflächen vernachlässigt werden. Dafür kann es durch Wechselwirkungen der Probe mit der Platte zu Verformungen kommen, die die Probenlänge beeinträchtigen können. Durch eine nicht perfekt anliegende oder ebene Platte stimmt die Ebene der an der Platte reflektierten Strahlen nicht mit der Oberfläche des Endmaßes überein, was ebenfalls zu

Fehlern der gemessenen Probenlänge führen kann. Bei der beidseitigen Messung treten diese Probleme nicht auf, da das freie Endmaß gemessen wird. Die Phasenkorrektur hingegen spielt eine größere Rolle, da der Phasensprung bei der Reflexion und die Rauheit der Oberfläche an beiden Endmaßflächen berücksichtigt werden müssen und sich somit gleich doppelt auswirken. Um vergleichbare Ergebnisse für die gemessenen Längen der verschiedenen Interferometer zu erhalten, müssen diese außerdem auf 20°C korrigiert werden. Die folgenden Abschnitte zeigen die Ergebnisse der Vergleichsmessungen an einem schwarzen Filterglasendmaß, an Siliziumendmaßen und einem Stahlandmaß.

5.4.1 Messung an schwarzer Glasprobe

Als Vergleichsprobe wurde unter anderem eine Endmaßkombination aus zwei schwarzen NG7 Filterglas Endmaßen mit je 50 mm Nennlänge (Material Firma Schott, Fertigung Firma Bernhard Halle Nachfolger GmbH) ausgewählt. Da die beiden Endmaße zueinander gekippte Endflächen aufweisen, wurden beide Endmaße aneinander angeschoben, womit eine deutlich bessere Parallelität der Messflächen erreicht werden konnte. Da dieser Anschub während aller Vergleichsmessungen erhalten blieb, sind keine Einflüsse durch den Anschub zu erwarten und die beiden Maße können als eine einzige Maßverkörperung angenommen werden. Aufgrund der dielektrischen Eigenschaften des Filterglases war eine bessere Vergleichbarkeit der gemessenen Probenlänge mit den einseitig antastenden Interferometern zu erwarten, da sich bei der beidseitig antastenden Messung der Phasensprung bei der Reflexion von π in Summe der Arme heraushebt. Die schwarzen Partikel im Glas verhindern bei ausreichend großer Probenlänge das vollständige Durchdringen der Strahlen durch die Probe, was zu zusätzlichen interferierenden Strahlen führen und somit die Längenmessung verfälschen würde.

Abbildung 5.14 zeigt die in das Interferometer eingebaute Filterglasprobe. Die Probe liegt wie in Kapitel 3.1.8 beschrieben locker auf den Airy-Punkten auf einer Rolle und einer Kugel auf, um möglichst parallel zueinander ausgerichtete Probenflächen zu erhalten. Zur einfacheren Zentrumsfindung wird ein Rahmen aus Schienen auf die Messflächen aufgebracht und mit einem Gummi fixiert. Im Interferenzbild erhält man dort Bereiche ohne Interferenz, so dass der Probenbereich und der Umgebungsbereich klar voneinander getrennt werden können. An der Oberseite der Probe sind oberhalb der Auflagepunkte

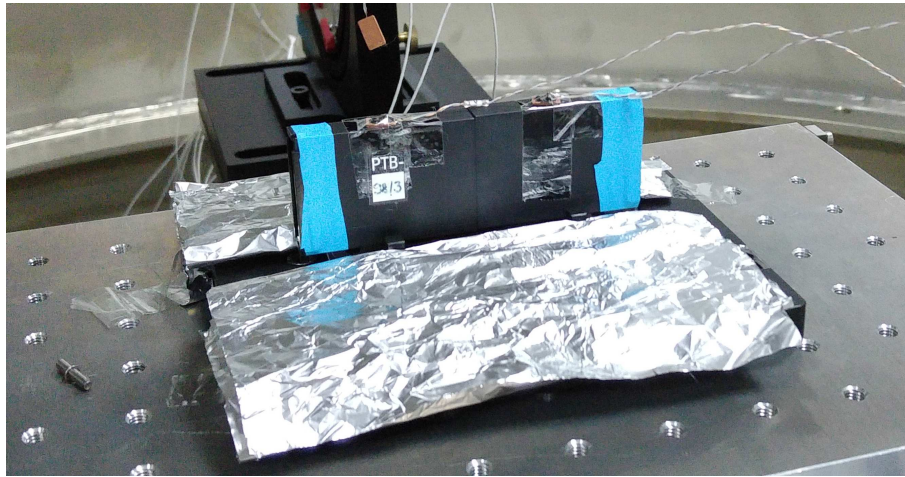


Abbildung 5.14: Im beidseitig antastenden Interferometer eingebaute Filterglasprobe

Interferometer	Länge grün [mm]	$\Delta l_{BOA_{\text{grün}}}$ [nm]	Länge rot [mm]	$\Delta l_{BOA_{\text{rot}}}$ [nm]	$L_{\text{grün}} - L_{\text{rot}}$ [nm]
PIF	100,0560161	-2,1	100,0560142	-0,7	1,9
UPIF	100,0560187	0,4	100,0560153	0,3	3,4
BOA	100,0560182		100,0560149		3,2

Tabelle 5.6: Ergebnisse der Längenmessungen an der 100 mm Filterglasprobe für die verschiedenen Interferometer. Δl_{BOA} beschreibt die Differenz der im BOA gemessenen Länge zu den im PIF und UPIF gemessenen Länge unter Verwendung grünen bzw. roten Laserlichts

zwei Thermoelemente symmetrisch zum Probenmittelpunkt aufgeklebt. Über der Probe hängend befindet sich ein weiteres Thermoelement zur Messung der Umgebungstemperatur. Die seitlich vom Probenhalter befestigte Aluminiumfolie dient als Dämpfung für den Fall einer kippenden Probe beim Schließen des Interferometerdeckels.

Die vorliegenden Vergleichsmessung an den einseitig antastenden Interferometern wurden mit einem Anschlag an einer ULE Platte (Titanium-Silikatglass mit extrem geringer thermischer Ausdehnung) durchgeführt. Die Halterung der Probe erfolgte über die Platte, so dass die Probe waagrecht frei in der Luft positioniert wurde. An allen Interferometern wurden die Messungen im Vakuum durchgeführt ($p < 1 \cdot 10^{-4}$ mbar). Tabelle 5.6 zeigt die Ergebnisse der Längenmessung an den verschiedenen Interferometern mit einer Korrektur der

thermischen Ausdehnung auf 20°C ohne Berücksichtigung der Rauheiten, da eine Messung der Rauheiten mit der Ulbrichtkugel für Gläser aufgrund der geringen Reflexion nicht korrekt durchgeführt werden kann. Die thermische Ausdehnung des NG7 Filterglases beträgt $\alpha = 6,4 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K}$. Die Ergebnisse am PIF setzen sich als Mittelwert von zwölf, die des UPIF von 50 Messungen und die des BOA von 50 Einzelmessungen zusammen. Als Referenz für die Längendifferenzen in der dritten und fünften Spalte werden jeweils die Ergebnisse des BOA verwendet. Die mit dem grünen Laserlicht gemessenen Probenlängen liegen maximal 2,5 nm voneinander entfernt, die für das rote Laserlicht nur 1,0 nm. Die grundsätzliche Funktion der Längenmessung mit dem beidseitig antastenden Interferometer kann also bestätigt werden. Die Abweichung der Ergebnisse der Messungen am BOA zu den am UPIF gemessenen liegen für beide Wellenlängen sogar bei maximal 0,4 nm, was eine sehr gute Übereinstimmung bedeutet.

Einen auffälligen Effekt bei der Messung der Filterglasprobe stellt die Differenz der mit grünem und mit rotem Licht gemessenen Probenlängen dar, der bei den verschiedenen Interferometern zwischen 1,9 und 3,4 nm liegt. In allen Interferometern wird die Probenlänge mit dem grünen Laserlicht länger gemessen als mit dem roten Laserlicht. Dies deutet entweder auf einen wellenlängenabhängigen Phasensprung oder auf größere Rauheiten der polierten Endmaßflächen hin, die sich auf das Licht verschiedener Wellenlängen unterschiedlich auswirken können. Für das BOA würde man hier aufgrund der Antastung an beiden Endmaßflächen einen deutlich größeren Effekt als für die einseitig antastenden Messungen erwarten. Für einen besseren Vergleich der Ergebnisse der einseitigen und beidseitigen Messung wird deshalb eine genauere Untersuchung der Endmaßoberflächen empfohlen.

5.4.2 Vergleichsmessung an Silizium

Silizium wurde aufgrund der relativ geringen thermischen Ausdehnung und dem geringen Phasensprung bei der Reflexion von deutlich unter einem Nanometer (berechnet nach Gleichung 4.27 mit den Werten für n und κ bei 20°C aus [Vuy93]) für die Vergleichsmessungen ausgewählt. Zunächst wurden Vergleichsmessungen zwischen dem PIF und dem BOA an einem 200 mm Siliziumendmaß durchgeführt, das für die Messungen am PIF an eine Siliziumplatte angeschoben wurde. Die Vergleichsmessungen führten jedoch zu keinem klaren

Ergebnis, da sich die mit den Anschüben an den verschiedenen Probenseiten im PIF gemessenen Probenlängen bereits um mehr als 20 nm unterscheiden. Eine Einordnung der beidseitig gemessenen Endmaßlänge ist deshalb nicht mit einer zur Überprüfung der korrekten Messweise des beidseitig antastenden Interferometers ausreichenden Genauigkeit möglich.

Bei der Messung am 200 mm Siliziumendmaß zeigte sich für die Messungen am BOA außerdem ein unerwarteter Effekt bzgl. der Differenz der mit den verschiedenen Wellenlängen gemessenen Probenlänge. Unter Verwendung der Laserquelle mit 532 nm wurde die Probenlänge im Mittel 4 nm kürzer gemessen als unter Verwendung der Laserquelle mit 633 nm. Eine Längendifferenz dieser Größenordnung lässt sich nach den in Kapitel 4.6.1 gewonnen Erkenntnissen nicht auf einen Einfluss des Cosinusfehlers aufgrund von dispersionsbedingtem schräg zur Probe gerichteten Strahlverlauf für das rote Laserlicht erklären. Deshalb könnte diese Längendifferenz auf Material- oder Oberflächeneigenschaften des Endmaßes hindeuten. Bei der Messung im PIF zeigte sich keine nennenswerte Differenz zwischen den mit den verschiedenen Wellenlängen gemessenen Probenlängen, da sich Material- und Oberflächeneigenschaften bei einem Anschub des Siliziumendmaßes an eine Siliziumplatte im Idealfall herausheben. Messungen der an eine ULE-Platte angeschobenen Siliziumprobe im PIF zeigten im Mittel eine für grün um 2 nm kürzer gemessene Probenlänge als für rotes Laserlicht. Diese Ergebnisse unterstützen den am BOA beobachteten Effekt, da das Strahlenbündel im Vergleich zur beidseitig antastenden Messung beim Anschub an eine ULE-Platte nicht auf zwei sondern nur auf eine Siliziumoberfläche trifft.

Für weitere Vergleichsmessung bezüglich Silizium wurde ein 35 mm Siliziummaß mit ebeneren Messoberflächen verwendet. Hier ergaben sich nach Anwenden der Korrektur von Rauheiten und Phasensprung für das BOA deutlich kürzere als die mit dem UPIF gemessenen Längen und eine für grün um etwa 4 nm kürzer gemessene Probenlänge als unter Verwendung des roten Lasers. Die mit dem BOA vergleichsweise kurz gemessenen Probenlängen könnten auf Fehler bei der Bestimmung der Rauheiten der Oberflächen zurückzuführen sein. Die zur Messung der Rauheiten genutzte Ulbrichtkugel ist lediglich für Stahl- und Wolframkarbidmaße kalibriert worden (siehe [Bön98b]), so dass die an Silizium gemessenen Rauheiten möglicherweise falsch bestimmt werden. Um trotzdem eine Vergleichbarkeit der Messergebnisse des beidseitig antastenden Interferometers mit dem Ultrapräzisionsinterferometer zu gewährleisten wurde

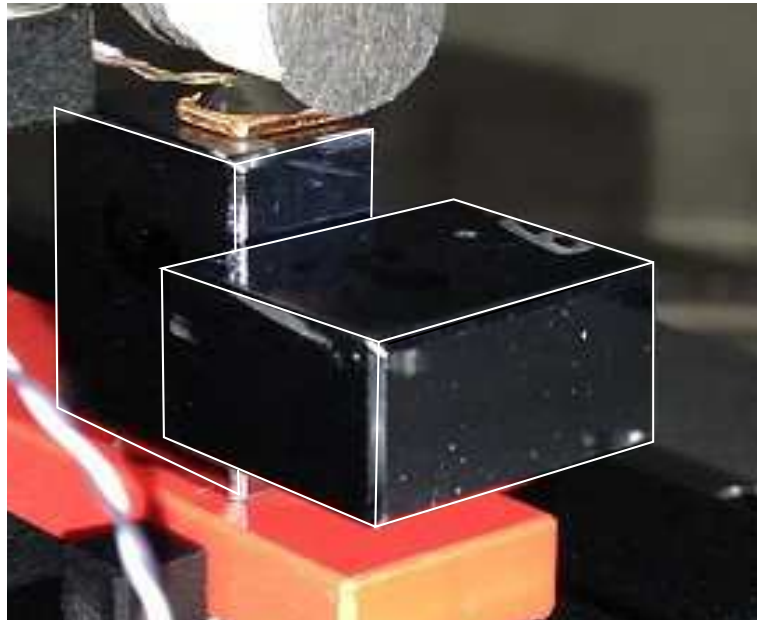


Abbildung 5.15: Über Kreuz aneinander angeschobene Siliziumendmaße

deshalb eine Kombination über Kreuz aneinander angeschobener Siliziumendmaße verwendet (wie in Abbildung 5.15 gezeigt), an der fünf verschiedene Probenlängen gemessen werden können, ohne dass das Lösen eines Anschubes erforderlich wird.

Abbildung 5.16 zeigt die Länge der Siliziumproben mit den verschiedenen Einflussfaktoren auf die Längenmessung, wie die Rauheiten der Oberflächen (R_1, \dots, R_4) und dem Phasensprung bei der Reflexion (Φ), der für alle Oberflächen als identisch angenommen wird, da die beiden Proben aus einem Endmaß gefertigt wurden. Diese Effekte führen dazu, dass die gemessenen Probenlängen von den tatsächlichen Probenlängen L_1 und L_2 abweichen, weil der Strahl scheinbar von einer Ebene innerhalb der Probe reflektiert wird (siehe auch Kapitel 4.6.2). Auch der Anschub der Proben (A), der hier als virtuelle Dicke eingezeichnet ist, bewirkt aufgrund von Verformungen und Wechselwirkungen zwischen den beiden Proben eine Abweichung der einseitig antastend gemessenen Längen L_A und L_B im Vergleich zu den tatsächlichen Probenlängen L_1 und L_2 . An den gekreuzten Siliziumproben können 5 verschiedene Längen gemessen werden, wie Abbildung 5.16 zeigt. Im UPIF können die Längen beider Proben im angeschobenen Zustand gemessen werden (L_A, L_B). Im BOA können sowohl die Längen beider Proben im angeschobenen Zustand, als auch die beidseitig angetastete Länge der beiden Einzelproben (L_D, L_E), sowie der Probenkombi-

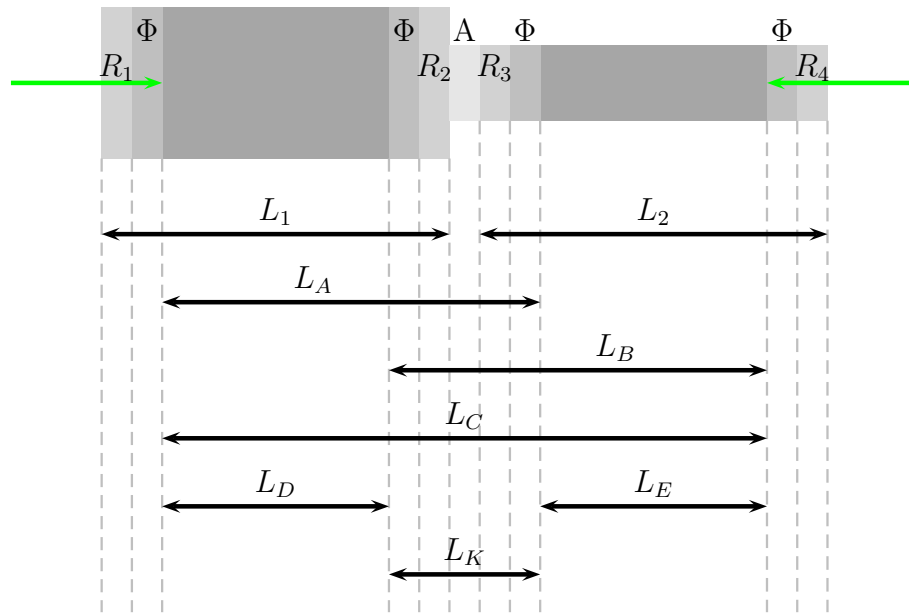


Abbildung 5.16: Schematische Darstellung der messbaren Längen der gekreuzten Siliziumproben

nation (L_C) zeitgleich gemessen werden. Der Vergleich der einseitig antastend gemessenen Probenlängen mit dem UPIF gibt keine Auskunft darüber, ob auch die beidseitig antastende Messung am BOA korrekt funktioniert, da sich aufgrund der entgegengesetzt verlaufenden Strahlen weitere Einflussfaktoren auf die Länge, wie z.B. die Justage der beiden Interferometerarme zueinander als auch die Verrechnung der Phasendifferenzen beider Arme ergeben. Aus der Differenz der Länge der Probenkombination zur Summe der beiden Einzellängen ergibt sich die Korrektur L_K , die dem Längenunterschied zwischen der einseitig antastenden Messung im UPIF und der beidseitigen Messung im BOA entspricht. Auf diese Weise können direkt vergleichbare Probenlängen ohne Kenntnis der Rauheiten, des Phasensprungs oder des Anschubes aus den Messungen beider Interferometer gewonnen werden. Die erhaltenen Probenlängen entsprechen nicht den tatsächlichen Probenlängen (L_1 , L_2), ermöglichen aber die Überprüfung der korrekten Funktionsweise des beidseitig antastenden Interferometers.

Für den Einbau der gekreuzten Proben in das beidseitig antastende Interferometer ist eine Klemmung wie in Kapitel 3.1.8 beschrieben notwendig, um ein Kippen der Probenkombination aufgrund der nicht aufliegenden Probe zu verhindern. Für die Auswertung der Messungen an den gekreuzten Proben wurde die Auswertesoftware des BOA auf neun ROI je Interferometerarm erweitert,

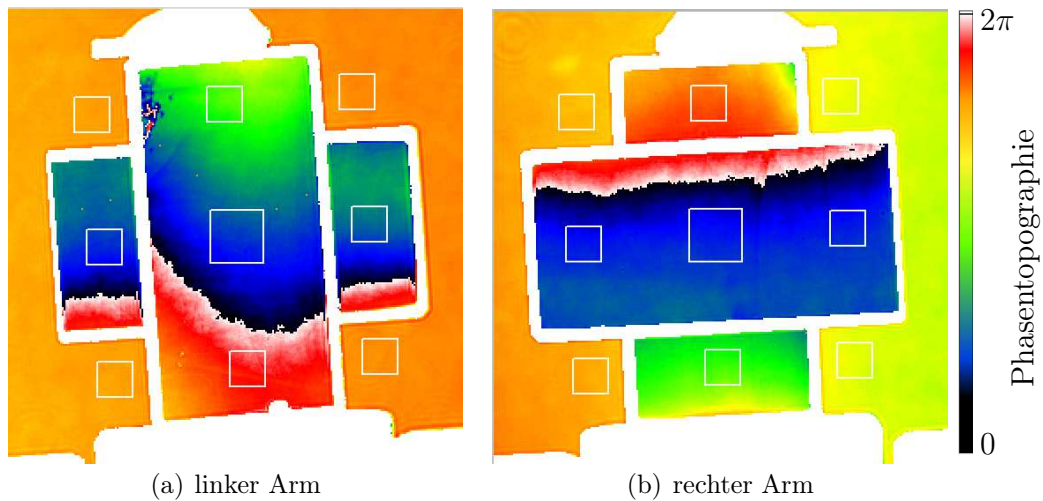


Abbildung 5.17: zusätzliche Region of Interest zur Ermittlung der verschiedenen Probenlängen der gekreuzten Siliziumproben

wie in Abbildung 5.17 gezeigt ist. Anhand einer einzelnen Probenmessung können durch Verrechnung der Phasenwerte verschiedener ROI alle vorgestellten Probenlängen auf einmal ermittelt werden.

Für die einseitig antastende Messung der linken Probe (hochkant) wird im Phasenbild des linken Interferometerarmes die Differenz des Mittelwertes der linken und rechten auf der waagrecht ausgerichteten Probe liegenden ROI zur mittleren ROI verwendet. Für die Probe im rechten Arm (waagrecht) wird im Phasenbild des rechten Armes die Differenz aus dem Mittelwert der oberen und unteren auf der hochkant ausgerichteten Probe befindlichen ROI zur mittleren ROI verwendet. Da hier der die Proben umgebende Bereich keine Rolle für die Längenmessung spielt, eignet sich die Leermessung in diesem Fall nicht als Korrektur für Wellenfrontaberrationen.

Zur Bestimmung der beidseitig antastend gemessenen Länge der linken Probe werden im Phasenbild des linken Armes die Werte der vier außerhalb der Proben liegenden ROI im Vergleich zur mittleren ROI verwendet. Im rechten Arm ist der mittlere Teil der Probe von der anderen Probe verdeckt, so dass der Wert der mittleren ROI aus der oberen und unteren ROI rekonstruiert werden muss. Dieser Wert wird mit den Werten der vier in den Ecken außerhalb der Probenbereiche liegenden ROI verglichen. Analog wird die beidseitig antastend gemessene Länge der rechten Probe gewonnen, wobei diesmal der Wert der mittleren ROI im linken Arm aus der linken und rechten ROI auf der waagrecht liegenden Probe gewonnen wird, während der Wert der middle-

Interferometer	Probe	$L_{\text{grün}}$ [mm]	$\Delta L_{\text{grün}}$ [nm]	L_{rot} [mm]	ΔL_{rot} [nm]	$L_{\text{grün}} - L_{\text{rot}}$ [nm]
BOA	graviert L_A	15,0467715	-0,8	15,0467716	-1,1	-0,1
UPIF		15,0467724		15,0467727		-0,3
BOA	ungraviert L_B	15,0467682	-1,3	15,0467682	-1,4	0,0
UPIF		15,0467695		15,0467696		-0,1

Tabelle 5.7: Ergebnisse der einseitig antastenden Messungen an den gekreuzten Siliziumproben

ren ROI im rechten Arm direkt verwendet werden kann. Zur Bestimmung der Länge der Probenkombination (L_C in Abbildung 5.16) wird in beiden Armen der Mittelwert der vier außerhalb der Probenbereiche liegenden ROI mit der mittleren ROI verglichen.

Tabelle 5.7 zeigt die Ergebnisse der einseitig antastenden Längenmessung im UPIF und im BOA. Zur Unterscheidung der beiden Einzelproben wurde eine auf eine der Proben befindliche Gravur zur Hilfe genommen. Die Spalten $\Delta L_{\text{grün}}$ und ΔL_{rot} zeigen die Längenabweichung der im BOA gemessenen Werte im Vergleich zu denen im UPIF gemessenen Werte. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung der beiden Interferometer im Bereich von maximal 1,4 nm. Die Unsicherheit der absoluten Längenmessung ist beim UPIF bei etwa 1 nm anzusetzen. Bezüglich des BOA ergibt sich für diese Messungen durch das Eliminieren der Rauheiten und des Phasensprungs eine reduzierte Unsicherheit im Vergleich zur in Kapitel 6 vorgestellten Unsicherheit der normalen Messungen. Gleichzeitig ergibt sich eine erhöhte Unsicherheit bezüglich der Wellenfrontaberrationen, da die in Kapitel 5.3 vorgestellte Korrektur der Wellenfrontaberrationen für die einseitig antastende Messung nicht funktioniert. Mit einem erhöhten Einfluss der Wellenfrontaberrationen auf die gemessene Probenlänge ergibt sich für das BOA eine Unsicherheit von 1,8 nm. Die erhaltenen Längen für die beiden Interferometer stimmen im Rahmen der Messunsicherheit überein.

Die sich aus den beidseitig gemessenen Längen ergebende Korrektur

$$L_K = L_C - L_D - L_E \quad (5.1)$$

ist in Tabelle 5.8 dargestellt. Entsprechend der Längenunterschiede für rot und

Probe	$L_{\text{grün}}$ [mm]	L_{rot} [mm]
beide (L_C)	30,0935240	30,0935284
graviert (L_D)	15,0467558	15,0467601
ungraviert (L_E)	15,0467525	15,0467568
Korrektur	$15,8 \cdot 10^{-6}$	$11,5 \cdot 10^{-6}$

Tabelle 5.8: Berechnung der Korrektur L_K aus den verschiedenen Messungen an den gekreuzten Siliziumproben am BOA

grün unterscheidet sich auch die Korrektur für die beiden Wellenlängen. Tabelle 5.9 zeigt einen Vergleich der mit dem UPIF einseitig gemessenen Proben zu den beidseitig am BOA gemessenen Probenlängen mit und ohne dieser Korrektur. Die Längenabweichungen der Ergebnisse des BOA von denen des UPIF verringern sich durch Anwendung der Korrektur von -16,6 bzw. -12,5 für die gravierte Probe und von -17,0 bzw. -12,8 nm für die ungravierte Probe auf -0,8 bzw. -1,1 für die gravierte Probe und -1,2 bzw. -1,4 für die ungravierte Probe. Die am BOA aufgetretene Längendifferenz zwischen grün und rot, die ohne Korrektur ähnlich wie bei den vorangegangenen Messreihen an Silizium bei etwa -4 nm liegt, hebt sich durch die Anwendung der wellenlängenabhängigen Korrektur heraus.

Insgesamt belegen diese Messreihen an den gekreuzten Siliziummaßen, dass das BOA auch hier im Rahmen der Messunsicherheit von etwa 1,8 nm zu korrekten Ergebnissen führt, wenn der Einfluss der Anschübe, der Rauheiten und des Phasensprunges eliminiert werden können. Offene Fragen verbleiben jedoch hinsichtlich der großen Längenabweichungen der absoluten Probenlänge des BOA im Vergleich zum UPIF unter Berücksichtigung der mit der Ulbrichtkugel ermittelten Rauheiten und des aus den Literaturwerten bestimmten Phasensprungs bei der Reflexion, sowie hinsichtlich der großen Längendifferenz zwischen den Messungen mit grünem und rotem Laserlicht von etwa 4 nm. Um Informationen über vorliegende Schichten auf dem Silizium zu erhalten, wurden PTB intern umfangreiche Ellipsometriemessreihen diskutiert, die im Rahmen eines größeren Projektes durchgeführt werden sollen, jedoch zum Zeitpunkt des Verfassens dieser Arbeit noch nicht abgeschlossen waren.

Interferometer	Korrektur	$L_{\text{grün}}$ [mm]	$\Delta L_{\text{grün}}$ [nm]	L_{rot} [mm]	ΔL_{rot} [nm]	$L_{\text{grün}} - L_{\text{rot}}$ [nm]
gravierte Probe (L_A bzw. $L_D + L_K$)						
BOA	unkorrigiert	15,0467594	-16,6	15,0467602	-12,5	-4,4
BOA	korrigiert	15,0467716	-0,8	15,0467716	-1,1	0,0
UPIF	Referenz	15,0467724	0,0	15,0467727	0,0	-0,3
ungravierte Probe (L_B bzw. $L_E + L_K$)						
BOA	unkorrigiert	15,0467525	-17,0	15,04677568	-12,8	-4,3
BOA	korrigiert	15,0467683	-1,2	15,04677682	-1,4	0,0
UPIF	Referenz	15,0467695	0,0	15,0467696	0,0	-0,1

Tabelle 5.9: Vergleich der unkorrigierten und korrigierten beidseitig antastend gemessenen Probenlängen des BOA mit den einseitig antastend gemessenen Probenlängen des UPIF

5.4.3 Vergleichsmessung an 30 mm Stahlprobe

Silizium und Filterglas wurden aufgrund des geringen Phasensprung bei der Reflexion für die Vergleichsmessungen ausgewählt, um eine besonders gute Vergleichbarkeit der Interferometer zu erreichen und somit die prinzipielle Funktionsweise des beidseitig antastenden Interferometers überprüfen zu können. Die Endmaße die jedoch im Kalibrierbetrieb den größten Anteil an Messungen abdecken, bestehen aus Stahl. Stahl weist im sichtbaren Bereich des Spektrums Phasensprünge um 20 nm auf, die sich mit den Werten für die optischen Konstanten n und κ aus Tabelle 5.10 nach Formel (4.27) berechnen lassen und sich für die verwendeten Wellenlängen um mehr als 1 nm unterscheiden. Für einen Vergleich der verschiedenen Interferometer müssen deshalb verschiedene Phasenkorrekturen für die beiden Wellenlängen angebracht werden. Außerdem muss der Phasensprung für die Ergebnisse des beidseitig antastenden Interferometers zweifach korrigiert werden, da er bei der Reflexion an beiden Endmaßflächen auftritt. Zusätzlich besitzen die Stahleindmaße je nach Hersteller recht große Rauheiten der Messflächen von bis zu zehn Nanometern, die für die beidseitige Messung für beide Endmaßflächen berücksichtigt werden müssen.

Für die Messungen am einseitig antastenden Interferometer wird das Stahleindmaß an eine Stahlplatte angeschoben. Die Phasenkorrektur an freier Endmaßfläche und der Platte zeigt in dieselbe Richtung, weshalb nur die Differenz der Phasenkorrekturen berücksichtigt werden muss. Die Rauheiten der beiden

Wellenlänge [nm]	n	κ	δ	$\delta \cdot \frac{\lambda/2}{2\pi}$ [nm]
532	1,9	3,2	-0,462	-19,56
633	2,2	3,4	-0,416	-20,95

Tabelle 5.10: Optische Konstanten für Endmaßstahl für die verwendeten Wellenlängen [Lea98], [Lew93]

Fläche	Rauheitseinfluss [nm]
linke Endmaßfläche	8
rechte Endmaßfläche	7
Platte KOB 069163-6	6

Tabelle 5.11: Ergebnisse der Rauheitsmessungen an der Ulbrichtkugel für die beiden Endmaßflächen und die verwendete Anschubplatte aus Stahl

Endmaßflächen sowie der Anschubplatte wurden mit Hilfe der Ulbrichtkugel (siehe 4.6.2) bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.11 aufgeführt.

Die Messergebnisse des beidseitig antastenden Interferometers werden in Tabelle 5.12 mit den Ergebnissen der Längenmessung am UPIF verglichen. Die Längenwerte für das UPIF enthalten bereits die Korrektur der Rauheiten. Für den Anschub der linken Endmaßfläche an die Platte wird eine Korrektur von sieben nm für die Rauheit der rechten freien Endmaßfläche hinzuaddiert, da der Strahl aufgrund der Rauheit sieben nm tief in die Oberfläche des Endmaßes eindringt. Die Länge des Endmaßes wird deshalb im UPIF ohne diese Korrektur zu kurz gemessen. Da die Strahlen aber auch sechs nm tief in die Anschubplatte eindringen, was zu einer vergrößerten gemessenen Endmaßlänge führt, müssen sechs nm von der gemessenen Länge subtrahiert werden, so dass sich eine Gesamtkorrektur von einem Nanometer ergibt. Bei einem Anschub an der rechten Endmaßfläche an die Anschubplatte müssen analog die Rauheiten der linken freien Endmaßfläche und der Platte berücksichtigt werden, was zu einer Korrektur von zwei Nanometern führt. Für die Längenmessung am beidseitig antastenden Interferometer werden die Rauheiten beider Endmaßflächen als Korrektur hinzuaddiert. Zusätzlich muss der an beiden Endmaßflächen auftretende wellenlängenabhängige Phasensprung bei der Reflexion (siehe Tabelle 5.10) zweifach korrigiert werden. Dies ergibt eine Korrektur von 54,1 nm für grün und 56,9 nm für rot.

Der Vergleich der gemessenen Längen in Tabelle 5.12 verdeutlicht die jeweiligen Vorzüge und Nachteile der einseitigen bzw. beidseitigen Messmethode.

Interferometer	Anschub/ Korrektur	$l_{\text{grün}}$ [mm]	$\Delta l_{\text{grün}}$ [nm]	l_{rot} [mm]	Δl_{rot} [nm]	$l_{\text{grün}} - l_{\text{rot}}$ [nm]
UPIF	links	30,0000890	1,2	30,0000883	1,4	0,7
	rechts	30,0001193	31,5	30,0001192	32,3	0,1
	rechts neu	30,0000867	-1,2	30,0000856	-1,4	1,1
BOA	ohne Phasen- korrektur	30,0000340	-53,8	30,0000307	-56,2	3,3
	mit Phasen- korrektur	30,0000882	-0,4	30,0000876	0,7	0,6

Tabelle 5.12: Ergebnisse der Längenmessungen am 30 mm Stahleindmaß bei 20°C für die verschiedenen Interferometer. $\Delta l_{\text{grün}}$ und Δl_{rot} geben die Differenz der gemessenen Längen im Vergleich zum Mittelwert der Messungen am UPIF mit Anschub links und dem erneuten Anschub an der rechten Seite an

Die im UPIF gemessenen Längen mit einem Anschub an der linken und der rechten Messfläche unterscheiden sich für grün um 30,3 nm, für rot um 30,9 nm. Dieser große Längenunterschied ist auf einen Fehler beim Anschub an die rechte Endmaßfläche zurückzuführen. Trotz einer stabil wirkenden Verbindung von Endmaß und Platte ohne sichtbare Auffälligkeiten, weder mit Augenmaß noch im Interferogramm, hatten sich Platte und Endmaß offenbar nicht optimal verbunden. Für die Messung mit einseitig antastenden Interferometern ist es deshalb enorm wichtig die Längenmessung mit Anschüben an beiden Messflächen durchzuführen und zu vergleichen, um Fehler durch einen nicht optimalen Anschub ausschließen zu können. Da die gemessene Länge mit Anschub an der rechten Endmaßfläche deutlich stärker von den Ergebnissen früherer Messungen abweicht, wurde der Anschub an der rechten Messfläche gelöst, die Platte neu angeschoben und die Länge erneut gemessen. Die gemessene Endmaßlänge mit dem neuen Anschub weicht nur noch um 2,3 nm für grün und 2,7 nm für rot von der mit dem Anschub an der linken Messfläche gemessenen Länge ab. Abweichungen in dieser Größenordnung sind auf Verformungen der Platte und nicht perfekt ebenen Endmaßflächen zurückzuführen. Beim heutigen Stand der einseitig antastenden interferometrischen Längenmessung werden die Qualität des Anschubes sowie die Ebenheit der Endmaßflächen zu begrenzenden Einflussfaktoren. Diese Faktoren spielen für die beidseitig antastende interferometrische Längenmessung keine Rolle, da kein Anschub benötigt wird. Uneben-

heiten der Endmaßflächen können örtlich aufgelöst werden und beeinflussen nicht das üblicherweise zur Weitergabe verwendete Mittenmaß des Endmaßes. Außerdem können nicht nur das Mittenmaß der Probe und die Topographien der einzelnen Flächen, sondern tatsächlich örtlich aufgelöste Längentopographien mit den Abweichungen zur Länge der Mittenposition bestimmt werden. Die beidseitig antastende Längenmessung hat aber auch entscheidende Nachteile, wie der Vergleich der gemessenen Länge ohne Phasenkorrektur mit der im UPIF gemessenen Länge zeigt. Ohne die Berücksichtigung der Korrekturen weicht die Länge für grün um 53,8 nm, für rot um 56,2 nm von den im UPIF gemessenen Längen ab. Bei so einer Größenordnung ist die korrekte Bestimmung der Korrektur deshalb von entscheidender Bedeutung. Mit den oben beschriebenen Korrekturen liegt die Länge in etwa mittig zwischen den Ergebnissen des UPIF für den Anschub an der linken und den Anschub an der rechten Messfläche, wie anhand der Werte für $\Delta l_{\text{grün}}$ und Δl_{rot} zu erkennen ist. Sie geben die Abweichung zum Mittelwert der Ergebnisse der beiden UPIF Messungen an. Auch für diese Vergleichsmessung zeigt sich also eine gute Übereinstimmung der mit dem BOA gemessenen Länge im Vergleich zur Messung im UPIF. Die Längendifferenz zwischen den Messungen mit dem grünen und dem roten Laser reduziert sich aufgrund der Phasenkorrektur von 3,3 auf 0,6 nm. Die großen Differenzen der für grün und für rot gemessenen Längen an Silizium und Filterglas scheinen also nicht auf Fehlfunktionen des Interferometers zurückzuführen zu sein, da ansonsten auch für die Messungen an Stahl eine deutlich größere Differenz nach Verwendung der Phasenkorrektur verbleiben müsste.

5.5 Anwendungsbeispiele des beidseitig antastenden Interferometers

Durch die direkte Messung der Probenlänge ohne einen Anschub der Probe an eine Referenzplatte bietet das beidseitig antastende Interferometer einen breiteren Anwendungsbereich im Vergleich zu einseitig antastenden Interferometern. Proben mit großem Querschnitt der Messflächen lassen sich beispielsweise nicht problemlos wieder von der Anschubplatte lösen. Das beidseitig antastende Interferometer bietet hier durch den Verzicht eines Anschubs eine komfortablere alternative Messmethode, wie in Kapitel 5.5.1 beschrieben ist.

Für Langzeitmessungen zur Untersuchung verschiedener spezieller Probenmaterialien ist es wichtig den Einfluss des Anschubs zu eliminieren. Deshalb müssen die Proben für solche Messreihen zum Teil über Jahre hinweg an derselben Platte angeschoben verbleiben, da ein erneuter Anschub zu Änderungen der gemessenen Probenlänge führen kann. Am beidseitig antastenden Interferometer können die Proben hingegen in ihrer ursprünglichen Form vermessen werden.

Bei einer weiteren Anwendung der interferometrischen Längenmessung handelt es sich um die Bestimmung des thermischen Ausdehnungskoeffizienten einer bestimmten Probe. Dieser kann durch bei verschiedenen Temperaturen durchgeführten Längenmessungen ermittelt werden. Aufgrund der Temperaturänderungen des Systems Probe-Platte kann es trotz ähnlicher Ausdehnungskoeffizienten von Platte und Probe zu einer Durchbiegung der Platte (sogenanntes Platen-Flexing) kommen, das zu einem Fehler in der gemessenen Probenlänge führen kann [Sch08]. Die Messung eines thermischen Ausdehnungskoeffizienten am beidseitig antastenden Interferometer ermöglicht bei größeren Temperaturänderungen eine spannungsfreie Ausdehnung der Probe ohne temperaturabhängigen Längenfehler.

5.5.1 Messung an Germaniumscheiben

Die Firma Jenoptik möchte den Brechungsindex von Germanium im Infraroten produktionsbegleitend bestimmen [Str16]. Dazu wird aus der wellenlängenabhängigen optischen Dicke der Probe die Dispersionskurve bestimmt. Um einen darin involvierten Messplatz zur mechanisch antastenden Vergleichsmessung mit einem Endmaß zu überprüfen, soll zunächst die Mittendicke von zwei Germaniumscheiben mit einer Unsicherheit kleiner als 100 nm interferometrisch gemessen werden. Die Proben mit rundem Querschnitt besitzen einen Durchmesser von 31 mm bei einer Dicke von 10 mm. Eine Messung in einem der einseitig antastenden Interferometer der PTB erfordert den Anschub an eine Platte. Bedingt durch den großen Querschnitt der Proben bei gleichzeitig geringer Probenlänge ist ein anschließendes problemloses Ablösen der Proben von der Platte nicht gewährleistet. Im beidseitig antastenden Interferometer konnten die zylinderförmigen Germaniumproben jedoch ohne einen Anschub gemessen werden. Dazu wurden die Proben in den in Abbildung 5.18 dargestellten Probenhalter eingesetzt.



Abbildung 5.18: Halterung für die Germaniumscheiben

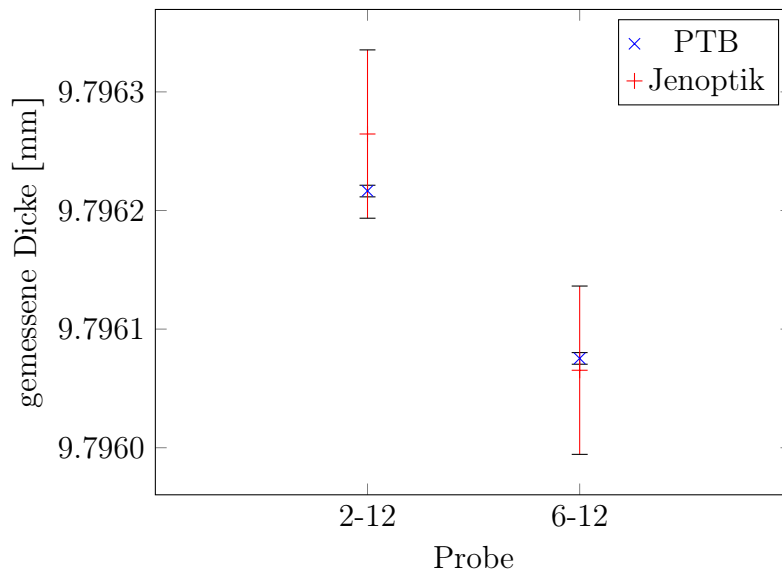
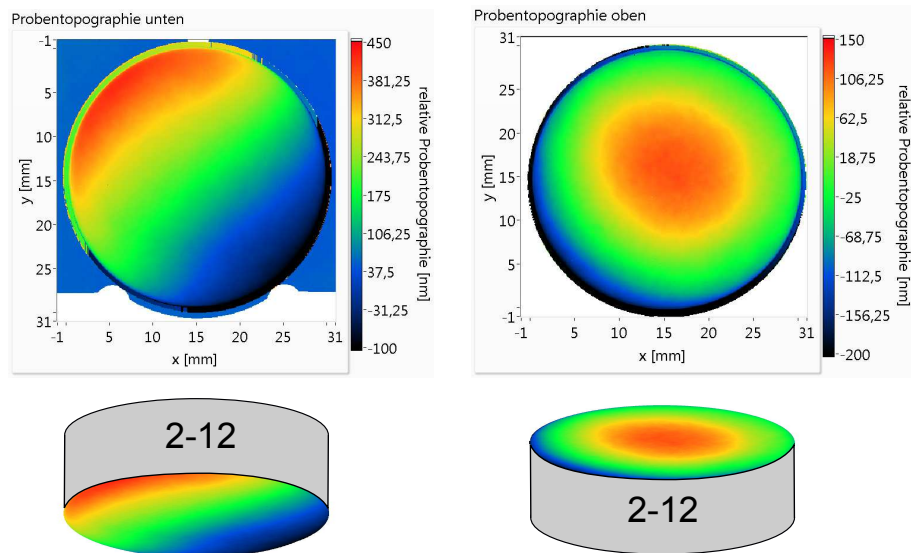


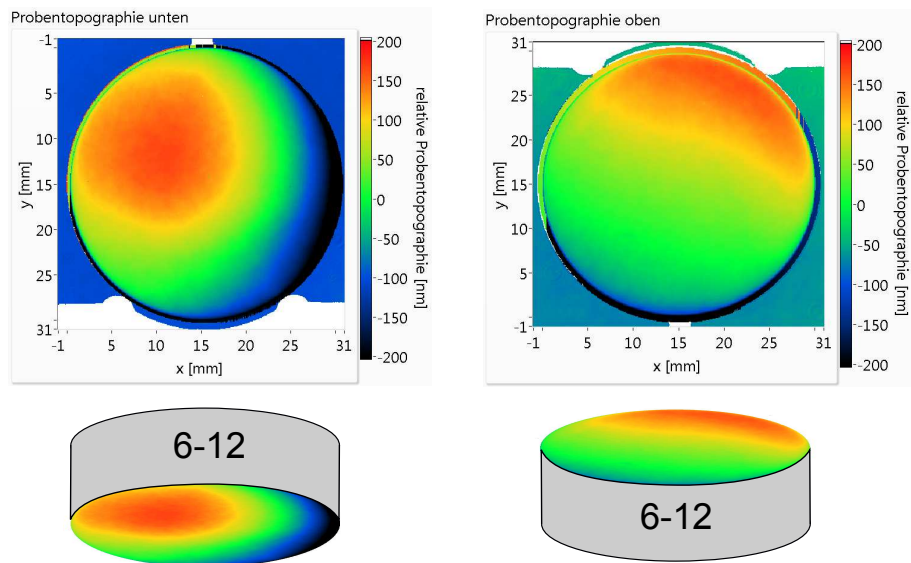
Abbildung 5.19: Vergleich der am beidseitig antastenden Interferometer zu den bei Jenoptik mechanisch antastend gemessenen Dicken der Germaniumscheiben mit den jeweiligen Unsicherheiten

Abbildung 5.19 zeigt einen Vergleich der mit dem BOA gemessenen Mittendicken der Germaniumscheiben im Vergleich zu den bei Jenoptik mechanisch antastend gemessenen Dicken. Jenoptik gibt für die Unsicherheit der Mittendicken einen Wert von $u(d) = 71$ nm an. Für das zum Zeitpunkt der Messungen noch im Aufbau befindliche beidseitig antastende Interferometer kann eine Unsicherheit für die Mittendicken von $u(d) = 10$ nm abgeschätzt werden, die weit unter der geforderten Unsicherheit von 100 nm liegt. Die in der PTB am beidseitig antastenden Interferometer und bei Jenoptik gemessenen Mittendicken ergeben im Rahmen der entsprechenden Messunsicherheiten konsistente Ergebnisse. Die mechanisch antastende Messung von Jenoptik konnte hiermit verifiziert werden.

Abbildung 5.20 zeigt die mit dem beidseitig antastenden Interferometer aufgezeichneten Probentopographien. Es zeigen sich deutlich gebogene Topographien, die im Falle einer für die Messung angeschobenen Platte zu merklichen Fehlern in der Längenmessung führen können, wenn sich die Platte geringfügig an die Topographie der Probe anschmiegt oder einen Anschub gänzlich verhindert. Insofern stellt das beidseitig antastende Interferometer eine gute alternative für schwierigere Probengeometrien dar.



(a) Probe 2-12



(b) Probe 6-12

Abbildung 5.20: Probentopographien der beiden Germaniumscheiben

Kapitel 6

Bestimmung der Messunsicherheit

Die Vergleichbarkeit von Messergebnissen, die in der Metrologie eine wichtige Rolle einnimmt, setzt neben der Bestimmung des Messwertes auch die Angabe der Qualität des Ergebnisses voraus. Messungen sind zufälligen Schwankungen, sowie systematischen Abweichungen unterlegen, die zu einer gewissen Messunsicherheit führen. Ein vollständiges Messergebnis erfordert neben dem eigentlichen Messwert, der der besten Schätzung der Messgröße entspricht, deshalb auch immer die Angabe der dem Messvorgang angepassten Messunsicherheit. Diese gibt an, in welchem Intervall der tatsächliche Wert der Messgröße zu erwarten ist. Dabei wird der Einfluss von systematischen Fehlern mit einbezogen. Die Bestimmung der Messunsicherheit unterliegt dabei gewissen vom BIPM (Bureau International des Poids et Mesures), ISO (International Organisation for Standardization), IEC (International Electrotechnical Commission), IFCC (International Federation of Clinical Chemistry and Laboratory Medicine), IUPAC (International Union of Pure and Applied Chemistry), IUPAP (International Union of Pure and Applied Physics) und OIML (International Organization of Legal Metrology) erarbeiteten und erstmals 1993 im „Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement“ (GUM) veröffentlichten Richtlinien. In dieser Arbeit wurde die aktualisierte Version von 2008 ([JCG08]) verwendet.

Die kombinierte Standardunsicherheit

$$u_c^2(d) = \sum_{j=1}^N c_j^2 u^2(x_j) + \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N \left[\frac{1}{2} c_{jk}^2 + c_j \cdot c_{jkk} \right] u^2(x_j) u^2(x_k) \quad (6.1)$$

eines Messergebnisses setzt sich aus der mit Sensitivitätskoeffizienten

$$c_j = \frac{\partial d}{\partial x_j}, \quad c_{jk} = \frac{\partial^2 d}{\partial x_j \partial x_k}, \quad c_{jkk} = \frac{\partial^3 d}{\partial x_j \partial x_k^2} \quad (6.2)$$

gewichtete quadratische Summe der Unsicherheiten $u(x_i)$ der Einflussfaktoren x_i zusammen [JCG08].

6.1 Aufstellung der Modellgleichung

Die Länge eines Endmaßes l lässt sich als Abweichung d von der Nennlänge L des Endmaßes darstellen

$$l = L \pm d. \quad (6.3)$$

Für das beidseitig antastende Interferometer ergibt sich für die Abweichung von der Nennlänge

$$d = l_D - L + l_t + l_W + l_B + l_J + l_G + l_\phi, \quad (6.4)$$

mit der interferometrisch gemessenen Weglängendifferenz l_D , der Temperaturkorrektur l_t , der Korrektur von Wellenfrontfehlern l_W , der Blendenkorrektur l_B , der Justagekorrektur l_J , der Korrektur der Endmaßgeometrie l_G und der Phasenkorrektur l_ϕ .

6.2 Interferometrisch gemessene Weglängendifferenzen

Die in der Koinzidenzenfindung ermittelte Länge

$$l_D = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_1}{2} (i_1 + q_1) + \frac{\lambda_2}{2} (i_2 + q_2) \right). \quad (6.5)$$

setzt sich analog zu Gleichung (4.12) aus den zur Messungen verwendeten Wellenlängen λ_1 und λ_2 , den aus den Phasentopographien gewonnenen Interferenzbruchteilen q_1 und q_2 , sowie den ganzzahligen Interferenzordnungen i_1 und i_2 zusammen. Zur Bestimmung der resultierenden Unsicherheit der Größe l_D müssen zunächst die Sensitivitätskoeffizienten c_j , c_{jk} , sowie c_{jkk} bestimmt werden. Diese sind in Tabelle 6.1 angegeben. Die Unsicherheiten der verschie-

	c_j	c_{jk}			c_{jkk}		
$x_j \backslash x_k$		i_l	q_l	λ_l	i_l	q_l	λ_l
i_l	$\lambda_l/4$	0	0	1/4	0	0	0
q_l	$\lambda_l/4$	0	0	1/4	0	0	0
λ_l	$(1/4)(i_l + q_l)$	1/4	1/4	0	0	0	0

Tabelle 6.1: Sensitivitätskoeffizienten der Unsicherheit bei der Koinzidenzenfindung

x_l	$u(x_l)$	Einheit	Quelle
i_1	0	1	
i_2	0	1	
q_1	0,00160	Interferenzordnungen	Typ A
q_2	0,00197	Interferenzordnungen	Typ A
λ_1	rel.: $8,9 \cdot 10^{-12}$	1	[Bur07]
λ_2	rel.: $2,1 \cdot 10^{-11}$	1	[Bur03]

Tabelle 6.2: Unsicherheiten der verschiedenen Einflussgrößen x_j

denen Einflussgrößen x_l sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Es gilt $u(i_l) = 0$, da die gefundene ganzzahlige Interferenzordnung i_l entweder korrekt oder falsch ist. Die Unsicherheit der Interferenzbruchteile $u(q_l)$ ergibt sich aus einer Typ A Unsicherheit mit achtzehn aufeinanderfolgenden Messungen. Laut dem GUM wird die Standardabweichung wiederholter Messungen als Standardunsicherheit angenommen. Der größte Einfluss ist hier von den verbleibenden Vibrationen im Interferometer zu erwarten, auf die bereits in Kapitel 5.1 näher eingegangen wurde. Für die kombinierte Standardunsicherheit der interferometrisch gemessenen Weglängendifferenzen ergibt sich mit $(i + q)/4 = L/(2\lambda)$

$$\begin{aligned}
u_c^2(l_D) &= \left(\frac{L}{2\lambda_1}\right)^2 u^2(\lambda_1) + \left(\frac{L}{2\lambda_2}\right)^2 u^2(\lambda_2) + \left(\frac{\lambda_1}{4}\right)^2 u^2(q_1) + \left(\frac{\lambda_2}{4}\right)^2 u^2(q_2) \\
&\quad + \frac{1}{4} u^2(q_1) u^2(\lambda_1) + \frac{1}{4} u^2(q_2) u^2(\lambda_2) \\
&= (0,378 \text{ nm})^2 + (1,140 \cdot 10^{-5} \text{ nm})^2 \left(\frac{L}{\text{mm}}\right)^2
\end{aligned} \tag{6.6}$$

wobei die Beiträge des 5. und 6. Terms zu $u^2(l_D)$ vernachlässigbar klein sind.

6.3 Thermische Effekte

Die Temperaturkorrektur eines Endmaßes ergibt sich aus dem thermischen Ausdehnungskoeffizienten α , der Temperaturabweichung θ der Endmaßtemperatur t_E von 20° C und der Nennlänge des Endmaßes L in der Form

$$l_t = \theta \alpha L . \quad (6.7)$$

Mit den in Tabelle 6.3 aufgelisteten Sensitivitätskoeffizienten und der Unsicherheit der vorgegebenen Nennlänge des Maßes von $u(L) = 0$ ergibt sich die kombinierte Standardunsicherheit zu

$$u_c^2(l_t) = (\alpha L)^2 u^2(\theta) + (L\theta)^2 u^2(\alpha) + L^2 u^2(\alpha) u^2(\theta) . \quad (6.8)$$

Die Unsicherheit $u(\theta)$ setzt sich nach [Dec97b] aus zwei Komponenten zusammen. $u(t_m)$ berücksichtigt die Unsicherheit der Temperaturmessung, während sich $u(t_{grad})$ auf mögliche verbleibende Temperaturgradienten im Inneren des Endmaßes bezieht. Analog zu [Bön01b] ergibt sich $u(t_m) = 0,5$ mK. Für $u(t_{grad})$ wird aufgrund der fehlenden Kenntnisse über das thermische Gleichgewicht zwischen den Thermoelementen und der Umgebung für die Endmaßtemperatur eine Rechteckverteilung im Intervall $[T_1, T_2]$ angenommen ([Sch08], [JCG08]), so dass $u(t_{grad}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{|T_1 - T_2|}{2}$, mit einer Temperaturdifferenz $|T_1 - T_2|$ kleiner als 2 mK. Damit ergibt sich $u(\theta)$ zu

$$\begin{aligned} u_c(\theta) &= \sqrt{u^2(t_m) + u(t_{grad})^2} \\ &= \sqrt{\frac{1}{4}(\text{mK})^2 + \frac{1}{3}(\text{mK})^2} \end{aligned} \quad (6.9)$$

$$= 0,76 \text{ mK} . \quad (6.10)$$

Für die Unsicherheit der thermischen Ausdehnung werden 10% des vom Hersteller für α angegebenen Wertes mit einer Rechteckverteilung angenommen [Dec97b]. Für Stahl ergibt sich beispielsweise $u(\alpha) = (0,1 \cdot 11,5 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{K}}) / \sqrt{3} = 0,7 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{K}}$ mit $\alpha = 11,5 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{K}}$. Die Abweichung der Endmaßtemperatur von 20° C beträgt üblicherweise maximal $\theta = 50$ mK. Damit ergibt sich für die kombinierte Standardunsicherheit der thermischen Ausdehnung mit Gleichung 6.8

	c_j	c_{jk}			c_{jkk}		
$x_j \backslash x_k$		L	α	θ	L	α	θ
L	$\alpha\theta$	0	θ	α	0	0	0
α	$L\theta$	θ	0	L	0	0	0
θ	αL	α	L	0	0	0	0

Tabelle 6.3: Sensitivitätskoeffizienten der Unsicherheit der thermischen Effekte

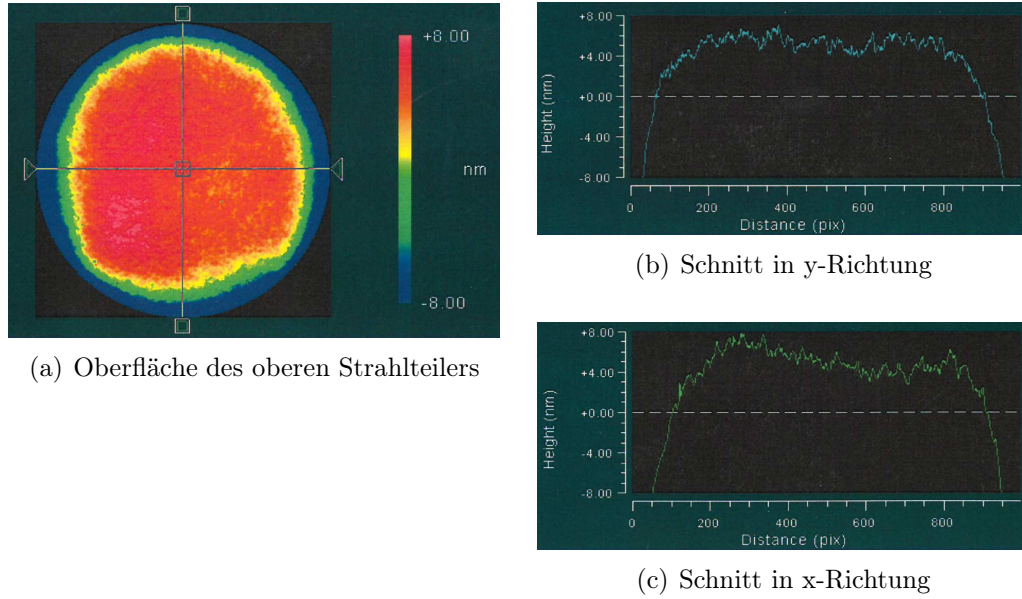


Abbildung 6.1: Im Fachbereich „Bild- und Wellenoptik“ mit Zygo Interferometer gemessene Ebenheit der teilreflektierenden Oberfläche des oberen Strahlteilers

zu

$$\begin{aligned}
 u_c^2(l_t) &= (11,5 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K})^2 \cdot (0,76 \text{ mK})^2 \cdot L^2 + (50 \text{ mK})^2 \cdot (0,7 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K})^2 \cdot L^2 \\
 &\quad + (0,7 \cdot 10^{-6} \frac{1}{K})^2 \cdot (0,76 \text{ mK})^2 \cdot L^2 \\
 &= (0,034 \text{ nm})^2 \left(\frac{L}{\text{mm}} \right)^2 .
 \end{aligned} \tag{6.11}$$

6.4 Einfluss der Wellenfrontdeformation

Wie in Kapitel 5.3 beschrieben wirken sich Krümmungen der Wellenfront, die durch nicht perfekte Optiken entstehen, auf die gemessene Probenlänge aus.

Deshalb wird die Leermessung des Interferometers als Korrektur für die Wellenfrontaberrationen verwendet. Durch den oberen Strahlteiler erzeugte Krümmungen der Wellenfront heben sich in der Leermessung in der Summe beider Arme nahezu heraus. Das bedeutet zum einen, dass sich für den äußeren Bereich des Strahlquerschnittes Wellenfrontaberrationen des oberen Strahlteilers nur sehr gering auf die gemessene Probenlänge auswirken. Zum anderen können die im Probenbereich auftretenden Wellenfrontaberrationen vom oberen Strahlteiler nicht über eine Leermessung korrigiert werden. Da sich die Krümmung der Wellenfront sowohl für den links an der Probe reflektierten Strahl als auch für den linken Referenzstrahl ergibt, wirkt sich nur dessen Differenz aufgrund der leicht verschiedenen Weglängen auf die gemessene Probenlänge aus. Im Vergleich zu den Krümmungen der Oberfläche des oberen Strahlteilers sind deshalb deutlich reduzierte Effekte in den Interferogrammen bzw. in der Phasentopographie des linken Armes zu erwarten. Da sich für den am oberen Strahlteiler transmittierten Strahl nur aufgrund der Variation der Dicke der Optik bzw. durch Brechzahlhomogenitäten gekrümmte Wellenfronten ergeben, die sich in der Differenz des rechts an der Probe reflektierten Strahles zum rechten Referenzstrahl nahezu herausheben, kann der Einfluss des oberen Strahlteilers auf die Phasentopographie des rechten Armes vernachlässigt werden. In der Summe beider Interferometerarme halbiert sich der Einfluss der durch den oberen Strahlteiler erzeugten Wellenfrontaberrationen. Abbildung 6.1 zeigt die im Fachbereich „Bild- und Wellenoptik“ mit einem Zygo Interferometer aufgenommene Oberfläche des oberen Strahlteilers mit Schnitten in x- und y-Richtung. Für den mittleren Bereich des Strahlquerschnittes, in dem sich die Probe üblicherweise befindet, existieren nur sehr geringe Abweichungen von einer ebenen Fläche von etwa zwei Nanometern. Die nach der Korrektur verbleibende Unsicherheit der gemessenen Probenlänge aufgrund von Wellenfrontaberrationen wird deshalb großzügig auf $u(l_W) = 1 \text{ nm}$ abgeschätzt.

$$u^2(l_W) = 1 \cdot 1 \text{ nm}^2. \quad (6.12)$$

6.5 Korrektur des Blendenfehlers

Wie in Kapitel 4.6.1 beschrieben, wirkt sich die Ausdehnung einer nicht punktförmigen Lichtquelle in Form von über die Lichtquelle gemittelten Cosinusfehlern auf die gemessene Probenlänge aus. Die Korrektur des durch die ausge-

	c_j	c_{jk}			c_{jkk}		
$x_j \backslash x_k$		d	f	L	d	f	L
d	$\frac{dL}{8f^2}$	$\frac{L}{8f^2}$	$-\frac{dL}{4f^3}$	$\frac{d}{8f^2}$	0	$\frac{3dL}{4f^4}$	0
f	$-\frac{d^2}{8f^3}L$	$-\frac{dL}{4f^3}$	$\frac{3d^2L}{8f^4}$	$-\frac{d^2}{8f^3}$	$-\frac{L}{4f^3}$	$-\frac{3d^2L}{2f^5}$	0
L	$\frac{d}{8f^2}$	$\frac{1}{8f^2}$	$-\frac{d}{4f^3}$	0	0	$\frac{3d}{4f^4}$	0

Tabelle 6.4: Sensitivitätskoeffizienten der Unsicherheit der Blendenkorrektion

dehnte Lichtquelle erzeugten Längenfehlers beträgt

$$l_B = \left(\frac{d^2}{16f^2}\right)L \quad (6.13)$$

mit dem Durchmesser der verwendeten Multimode Faser d und der Brennweite des Kollimators f . Die Sensitivitätskoeffizienten sind in Tabelle 6.4 zusammengefasst.

Der Hersteller des Kollimators gibt als Abweichung der Brennweite von $f = 500$ mm einen Wert von $\pm 3\%$ an. Unter Annahme einer Rechteckverteilung ergibt sich für die Unsicherheit $u(f) = \frac{500 \text{ mm} \cdot 0,03}{\sqrt{3}} = 8,66$ mm. Für die Multimode Faser mit dem Durchmesser $d = 200 \mu\text{m}$ beträgt die Unsicherheit laut Hersteller $u(d) = 4 \mu\text{m}$.

Für die Unsicherheit durch die ausgedehnte Lichtquelle ergibt sich damit

$$\begin{aligned}
u^2(l_B) &= \left(\frac{d}{8f^2}\right)^2 L^2 u^2(d) + \left(\frac{-d^2}{8f^3}\right)^2 L^2 u^2(f) + \left[\frac{1}{2}\left(\frac{1}{8f^2}\right)^2 L^2\right] u^4(d) \\
&+ \left[\frac{1}{2}\left(\frac{-d}{4f^3}\right)^2 L^2 + \frac{d}{8f^2} L \cdot \frac{3d}{4f^4} L\right] u^2(d) u^2(f) \\
&+ \left[\frac{1}{2}\left(\frac{-d}{4f^3}\right)^2 L^2 + \left(-\frac{d^2}{8f^3}\right) L \cdot \left(-\frac{1}{4f^3}\right)\right] u^2(f) u^2(d) + \left[\frac{1}{2}\left(\frac{3d^2}{8f^4}\right)^2 L^2\right. \\
&\left.+ \left(-\frac{d^2}{8f^3}\right) L \cdot \left(-\frac{3d^2}{2f^5}\right) L\right] u^4(f) \quad (6.14)
\end{aligned}$$

$$= (5,325 \cdot 10^{-4} \text{ nm})^2 \cdot \left(\frac{L}{\text{mm}}\right)^2 \quad (6.15)$$

6.6 Einfluss der Justage

Wie in Kapitel 4.6.1 beschrieben, wirkt sich die Schrägstellung des Endmaßes zum Strahl über einen Cosinusfehler auf die gemessene Länge aus. Gleichung (4.23) lässt sich mit $p = a + b - c - d$ umschreiben als

$$\begin{aligned} l_J &= \frac{1}{2} \left[L \cdot \left(\frac{1}{\cos(\alpha)} + \frac{1}{\cos(\beta)} \right) + (a + b - c - d) \frac{1}{\cos(\alpha)} + (c + d - a - b) \frac{1}{\cos(\beta)} \right] \\ &= \frac{1}{2} \left[L \cdot \left(\frac{1}{\cos(\alpha)} + \frac{1}{\cos(\beta)} \right) + p \frac{1}{\cos(\alpha)} - p \frac{1}{\cos(\beta)} \right]. \end{aligned} \quad (6.16)$$

Da die Probe grundsätzlich mittig im Strahlengang platziert wird gilt $p \equiv 0$, wobei für die Unsicherheit der Position der Probe $u(p) = 20$ mm angenommen wird. Außerdem gilt $\alpha \equiv 0$ und $\beta \equiv 0$, wobei sich die jeweiligen Unsicherheiten aus dem Vorgehen bei der in Kapitel 3.2.2 beschriebenen Justageroutine ergeben. Über die Autokollimation lässt sich die Unsicherheit des Winkels zwischen dem auf den rechten Referenzspiegel auftreffenden Strahl zu dem an ihm reflektierten Strahl über $u(R) = \arctan(x/f)$ bestimmen, wobei $f = 500$ mm der Brennweite des Kollimators und x dem lateralen Abstand des Rückreflexes vom Zentrum des Faserendes entspricht und mit $x = 0,01$ mm abgeschätzt wird. Dieser Schritt ist zwingend erforderlich, da durch das streifenlos stellen in beiden Interferometerarmen allein kein paralleler Verlauf der Strahlen zur Probenachse sichergestellt wird. Im Anschluss wird der linke Strahlteiler so justiert, dass sich über den Strahlquerschnitt von 80 mm maximal eine Längendifferenz zwischen dem rechten Referenzstrahl und dem von links nach rechts verlaufenden Strahl von $\lambda/2$ ergibt. Für die Unsicherheit des von links nach rechts umlaufenden Strahles ergibt sich $u(U) = \arctan((\lambda/2)/80 \text{ mm})$. Die Probe wird so ausgerichtet, dass sich über den Bereich der Probe von 30 mm maximal eine Längendifferenz zwischen dem rechten Referenzstrahl und dem an der rechten Probenfläche reflektierten Strahl von $\lambda/2$ ergibt ($u(P) = \arctan((\lambda/2)/30 \text{ mm})$). Damit ergeben sich

$$u(\alpha) = \sqrt{u^2(R) + u^2(P)} \quad (6.17)$$

$$u(\beta) = \sqrt{u^2(R) + u^2(U)}, \quad (6.18)$$

c_L	1
$c_{\alpha\alpha}$	$L/2$
$c_{\beta\beta}$	$L/2$
$c_{p\alpha\alpha}$	$1/2$
$c_{p\beta\beta}$	$-1/2$
$c_{L\alpha\alpha}$	$1/2$
$c_{L\beta\beta}$	$-1/2$

Tabelle 6.5: Sensitivitätskoeffizienten der Unsicherheit der Justage

die beide von der Justage des rechten Referenzspiegels abhängen. Für die Unsicherheit aufgrund der Justage ergibt sich mit $u(L) \equiv 0$

$$u^2(l_J) = \frac{L^2}{8} \cdot u^4(\alpha) + \frac{L^2}{8} \cdot u^4(\beta) \quad (6.19)$$

$$= (2,231 \cdot 10^{-4} \text{ nm})^2 \cdot \left(\frac{L}{\text{mm}}\right)^2 \quad (6.20)$$

6.7 Eigenschaften des Endmaßes

Die Länge eines Endmaßes wird üblicherweise für die Mittenposition der Messflächen, also das Zentrum der in den Interferenzbildern gezeigten Flächen angegeben. Da diese Position nur mit begrenzter Genauigkeit ermittelt werden kann, führen Unebenheiten oder nicht-Parallelität der Endmaßflächen zu Fehlern in der Längenmessung, die in Abbildung 6.2 verdeutlicht werden. Nach DIN 3650 [Int98] beträgt die Ebenheitstoleranz jeder der beiden Messflächen, die ein Maß für die Unebenheiten darstellt, für Endmaße der Klasse K mit einer Nennlänge von bis zu 500 mm bis zu 100 nm. Die Abweichungsspanne, die die Differenz aus der größten und der kleinsten Länge über den Endmaßquerschnitt angibt, beträgt für Endmaße der Klasse K mit einer Länge von bis zu 500 mm bis zu 140 nm. Dieser Wert gilt für ein an eine Platte angeschobenes Endmaß. Bei einer beidseitig antastenden Messung wird das Endmaß so gedreht, dass sich die Oberflächenabweichungen möglichst gleichmäßig auf die beiden Messflächen verteilen, so dass sich für die einzelne Messfläche eine maximale Abweichung von bis zu 70 nm ergibt. Die Auflösung der Zentrumsposition im Phasenbild beträgt etwa 0,25 Pixel. Bei einer Verteilung von 80 mm Strahldurchmesser auf 1000 Pixel kann die Zentrumsposition auf $x = \frac{80 \text{ mm}}{1000 \text{ Pixel}} \cdot 0,25 \text{ Pixel} = 0,02 \text{ mm}$ genau bestimmt werden. Bei einer Wöl-

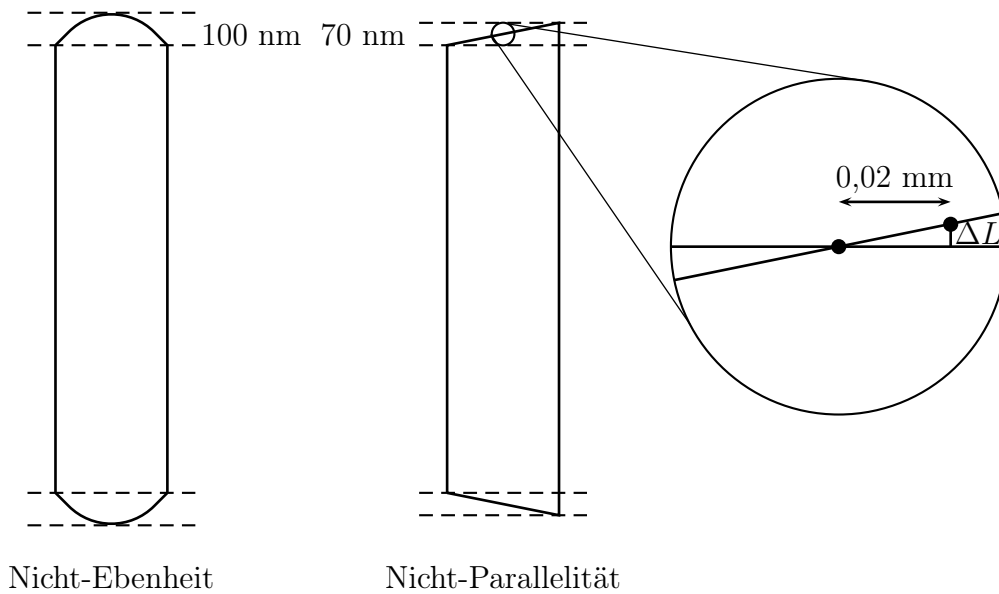


Abbildung 6.2: Einfluss der Nicht-Ebenheit und Nicht-Parallelität der Endmaßflächen auf die Messung der Mittellänge des Endmaßes (nach [Dec97b])

bung der Messfläche entlang der kurzen Endmaßkante von 9 mm mit einer Höhe von 100 nm ergibt sich für eine Positionsabweichung von 0,02 mm eine vernachlässigbar kleine Änderung der Probenlänge im Pikometer-Bereich, selbst wenn dieser Effekt für beide Endmaßflächen zusammenaddiert wird. Für eine Längendifferenz von 140 nm aufgrund der Nicht-Parallelität des Endmaßes ergibt sich für eine Positionsunsicherheit von 0,02 mm entlang der kurzen Endmaßkante eine Unsicherheit der Längenabweichung von

$$u(l_G) = \Delta L = 2 \cdot \frac{70 \text{ nm}}{9 \text{ mm}} \cdot 0,02 \text{ mm} = 0,31 \text{ nm} . \quad (6.21)$$

6.8 Phasenkorrektur

Bei der Reflexion an den Endmaßflächen verschiebt sich aufgrund der Rauheit der Oberfläche die Reflexionsebene ins Innere des Endmaßes, so dass sich die gemessene Probenlänge verringert. Eine weitere Beeinflussung der Probenlänge tritt durch einen materialabhängigen Phasensprung bei der Reflexion auf. Je nach Hersteller des Endmaßes kommt es zu geringfügigen Unterschieden der optischen Konstanten und der Rauheiten der Oberflächen. Für Stahl

konnten beispielsweise über eine ellipsometrische Vermessung der optischen Konstanten der Endmaße verschiedener Hersteller Variationen des nach Gleichung 4.27 resultierenden Phasensprungs bei der Reflexion von 3 nm ermittelt werden [Bön98a]. Für die Rauheiten der Endmaßflächen wird jeweils eine Unsicherheit von $u(l_R) = 4$ nm angenommen ([Bön98b]). Die Phasenkorrektur setzt sich mit der Phasensprungkorrektur l_P und der Rauheitskorrektur l_R wie folgt zusammen:

$$l_\Phi = 2l_P + 2l_R . \quad (6.22)$$

Mit den Sensitivitätskoeffizienten $c_{l_P} = 2$, $c_{l_R} = 2$ ergibt sich

$$u^2(l_\Phi) = 4u^2(l_P) + 4u^2(l_R) \quad (6.23)$$

und daraus

$$u(l_\Phi) = 10,0 \text{ nm} . \quad (6.24)$$

6.9 Kombinierte Standardunsicherheit

Das Ergebnis der kombinierten Standardunsicherheit inklusive aller Beiträge ist in Tabelle 6.6 für Stahl dargestellt. Für die längenabhängigen Beiträge ist jeweils das Nennmaß der Probe in mm einzusetzen. Der größte Beitrag zur längenunabhängigen Unsicherheit beruht auf der Bestimmung der Rauheiten und des Phasensprungs bei der Reflexion. Der größte Beitrag zur längenabhängigen Unsicherheit ergibt sich für Stahl aufgrund des gegenüber anderen Materialien großen thermischen Ausdehnungskoeffizienten für die thermischen Effekte. Für Silizium beispielsweise fallen diese Beiträge zur Gesamtunsicherheit deutlich kleiner aus.

Komponente	Quelle	Standardunsicherheit $u(x_j)$	Sensitivitätskoeff. $ c_{x_j} $	$ c_{x_j} u(x_j)$
$u_c(l_D)$	interferometrisch gemessene Weglängendifferenzen			
$u(\lambda_k)$	Nd:YAG (532 nm)	$8,9 \cdot 10^{-12} \lambda_1$	$L/(2\lambda_1)$	$4,4 \cdot 10^{-6} \text{ nm} \cdot \frac{L}{\text{mm}}$
	HeNe (633 nm)	$2,1 \cdot 10^{-11} \lambda_2$	$L/(2\lambda_2)$	$1,1 \cdot 10^{-5} \text{ nm} \cdot \frac{L}{\text{mm}}$
$u(q_k)$	Bruchteil 532 nm	0,0016	$\lambda_1/4$	0,21 nm
	Bruchteil 633 nm	0,0020	$\lambda_2/4$	0,31 nm
$u_c(l_t)$	thermische Effekte			
$u(\theta)$	Temperaturmessung	0,76 mK	αL	$0,0088 \text{ nm} \cdot \frac{L}{\text{mm}}$
$u(\alpha)$	thermischer Ausdehnungskoeffizient	$0,7 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{K}}$	θL	$0,033 \text{ nm} \cdot \frac{L}{\text{mm}}$
$u(\alpha)u(\theta)$	Terme höherer Ordnung	$5,1 \cdot 10^{-4}$	L	$5,1 \cdot 10^{-4} \text{ nm} \cdot \frac{L}{\text{mm}}$
$u_c(l_W)$	Wellenfrontaberrationen			
$u(w)$	Wellenfrontaberr.	1,0 nm	1	1,0 nm
$u_c(l_B)$	ausgedehnte Lichtquelle			
$u(d)$	Ausdehnung Lichtquelle	0,004 mm	$dL/8f^2$	$4 \cdot 10^{-4} \text{ nm} \cdot \frac{L}{\text{mm}}$
$u(f)$	Brennweite	8,66 mm	$-dL/8f^3$	$3,5 \cdot 10^{-4} \text{ nm} \cdot \frac{L}{\text{mm}}$
	Terme höherer Ordnung	<i>siehe Text</i>	<i>siehe Text</i>	$5,9 \cdot 10^{-5} \text{ nm} \cdot \frac{L}{\text{mm}}$
$u_c(l_J)$	Justage			
$u^4(\beta)$	höhere Ordnung	$4,1 \cdot 10^{-4}$	$L/\sqrt{8}$	$1,5 \cdot 10^{-4} \text{ nm} \cdot \frac{L}{\text{mm}}$
$u^4(\gamma)$	höhere Ordnung	$4,8 \cdot 10^{-4}$	$L/\sqrt{8}$	$1,7 \cdot 10^{-4} \text{ nm} \cdot \frac{L}{\text{mm}}$
$u_c(l_E)$	Endmaßegeometrie			
$u(l_G)$	Neigung in Probenzentrum	0,31 nm	1	0,31 nm
$u_c(l_\Phi)$	Phasenkorrektur			
$u(P)$	Phasensprung	3 nm	2	6 nm
$u(R)$	Rauheit	4 nm	2	8 nm
komb. Standarduns.: $u_c(d) = \sqrt{(10,1 \text{ nm})^2 + (0,034 \text{ nm})^2 \cdot (L/\text{mm})^2}$				
erw. Standarduns., k=2: $U(d) = 2\sqrt{(10,1 \text{ nm})^2 + (0,034 \text{ nm})^2 \cdot (L/\text{mm})^2}$				

Tabelle 6.6: Übersicht der zur kombinierten Standardunsicherheit beitragenden Unsicherheiten mit den entsprechenden Sensitivitätskoeffizienten am Beispiel Stahl

Kapitel 7

Diskussion und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden der Aufbau, die Charakterisierung und erste Messungen mit dem beidseitig optisch antastenden Interferometer der PTB vorgestellt, mit dem die absolute Länge prismatischer Körper ohne einen Anschub an eine Platte gemessen werden kann. Die Vergleichsmessungen an einem Filterglas- und einem Stahlendmaß zwischen dem beidseitig antastenden Interferometer (BOA) und einseitig antastenden Interferometern (PIF, UPIF) in Kapitel 5.4.1 und 5.4.3 zeigen eine gute Übereinstimmung der Messergebnisse. Insbesondere für Stahl weichen die am beidseitig antastenden Interferometer gemessenen Längen um weniger als ein Nanometer vom Mittelwert der mit den Anschüben auf den verschiedenen Endmaßflächen im UPIF gemessenen Längen ab. Auch für die Vergleichsmessungen am Filterglas ergaben sich für die im BOA und im UPIF gemessenen Längen Übereinstimmungen im Bereich von einem halben Nanometer. Zu den im PIF gemessenen Längen weichen die Ergebnisse des BOA um etwa zwei Nanometer ab. Diese Vergleichsmessungen zeigen, dass sich das beidseitig antastende Interferometer grundsätzlich zur Messungen der absoluten Endmaßlänge eignet. Verbleibende Abweichungen zwischen den Interferometern sind zum einen den Längendifferenzen bei den Messungen eines Endmaßes mit dem Anschub an den verschiedenen Messflächen zuzuschreiben. Zum anderen zeigten die Materialeigenschaften der Endmaße einen großen Einfluss auf die gemessene Länge. Insbesondere die Messungen an Silizium in Kapitel 5.4.2 haben gezeigt, dass sich für das BOA eine reproduzierbare Längendifferenz zwischen den Messungen mit 532 nm und 633 nm von etwa vier Nanometern ergibt. Diese Längendifferenz lässt sich nicht mit den aus der Literatur bekannten Werten des Brechungsindex und des Extinktionskoeffizienten

für die verschiedenen Wellenlängen erklären. Sie könnte den auf der Siliziumoberfläche zusätzlich zum Siliziumoxid gebildeten Schichten zuzuschreiben sein. Dieses offene Thema bietet noch viel Potential für tiefergehende Untersuchungen der Schichtstrukturen der verwendeten Proben. Ein weiterer Grund für die starke Wellenlängenabhängigkeit der gemessenen Probenlänge für Silizium könnte sich aufgrund der Rauheiten ergeben haben. Die zur Messung der Rauheiten verwendete Ulbrichtkugel wurde nur mit Stahl- und Wolframkarbidendmaßen kalibriert, so dass sie keine belastbaren Ergebnisse für Silizium liefert. Eine deutlich größere als die gemessene Rauheit könnte zu wellenlängenabhängigem Verhalten führen. Es wird von keinem interferometerspezifischen Effekt ausgegangen, da sich die Längendifferenz für alle Messungen verschiedener nicht-angeschobener Siliziumproben unabhängig von der Probenlänge oder Geometrie und damit von der Auswerteposition im Strahlquerschnitt ergibt, nicht jedoch für die Messungen am Filterglas oder am Stahrendmaß.

Um für Silizium trotzdem vergleichbare Werte zwischen den einseitig antastenden und dem beidseitig antastenden Interferometer zu erhalten, wurde der Einfluss der Rauheiten, des Phasensprungs und des Anschubes durch eine Messung über Kreuz aneinander angeschobener Endmaße umgangen. Mit der hieraus entwickelten Korrektur ergaben sich Längenabweichungen zwischen der einseitig antastenden und der beidseitig antastenden Messung von maximal 1,4 nm, die im Rahmen der jeweiligen Messunsicherheiten liegen. Eine korrekte Messweise des beidseitig antastenden Interferometers lässt sich basierend auf dieser Messreihe ebenfalls bestätigen, wenn auch die gemessenen Längen nicht den absoluten mechanischen Probenlängen entsprechen, da hierfür eine Korrektur der Rauheiten und des Phasensprungs erfolgen muss.

Der größte Beitrag zur Messunsicherheit der im beidseitig antastenden Interferometer gemessenen Probenlänge ist durch den Einfluss der Rauheiten und des Phasensprungs bei der Reflexion gegeben, die jeweils für beide Proben Seiten addiert werden müssen. Eine allgemeine Reduzierung der Messunsicherheit der beidseitig antastenden Längenmessung gegenüber einseitig antastender Messungen ist damit nicht automatisch gegeben. Während für Stahl mit der Ulbrichtkugel ein geeignetes Werkzeug zur Ermittlung der Rauheiten der Endmaßflächen gegeben ist, können die Rauheiten an anderen Materialien durchaus zu Problemen in der beidseitig antastenden Längenmessung führen. Das beidseitig antastende Interferometer bietet aber auch Vorteile gegenüber der Messung im angeschobenen Zustand. Wie bei den Vergleichsmessungen

an Stahl in Kapitel 5.4.3 festgestellt wurde, ergaben sich deutliche Differenzen für die gemessene Probenlänge mit dem Anschub an den verschiedenen Messflächen von etwa 30 Nanometer. Da in der PTB die Endmaße üblicherweise mit dem Anschub an beiden Messflächen gemessen werden, bleiben solch große Einflüsse nicht unentdeckt und führen zu einer Wiederholung der Messungen mit neuen Anschüben, was aber einen deutlich größeren Zeitaufwand bedeutet. Kleinere Abweichungen zwischen den Anschüben auf den verschiedenen Seiten von bis zu zehn Nanometern liegen im üblichen Bereich. Mit jedem neuen Anschub ergeben sich außerdem Abweichungen in der gemessenen Probenlänge von wenigen Nanometern, da das Anschieben eines Endmaßes an dieselbe Platte nicht exakt reproduzierbar ist. Dieser Einfluss kann durch die beidseitig optisch antastende Längenmessung umgangen werden, so dass sich für die gemessene Länge derselben Probe zu verschiedenen Zeitpunkten deutlich bessere Reproduzierbarkeiten ergeben können. Auch der Einfluss von kleineren Durchbiegungen der Probenoberflächen spielt im Gegensatz zur Messung im angeschobenen Zustand für die beidseitig antastende Messung keine Rolle, da die ungestörte Probentopographie beider Probenflächen gemessen werden kann. Auf diese Weise kann eine Topographie der Probenlängen für alle verschiedenen Positionen auf der Probenfläche erstellt werden. Ein weiterer Anwendungsbereich des beidseitig antastenden Interferometers ergibt sich für die Messung prismatischer Körper mit abweichenden Oberflächengeometrien, wie beispielsweise die in Kapitel 5.5.1 vorgestellten Germaniumscheiben, die einen zu großen Probenquerschnitt besitzen, um ein problemloses Ablösen der Anschubplatte zu gewährleisten.

Um das volle Potential der beidseitig antastenden absoluten Längenmessung ausnutzen zu können, sind entweder alternative Maßverkörperungen aus dielektrischen, nicht-transparenten Materialien mit einem Phasensprung von exakt π und einer deutlich reduzierten Rauheit gegenüber herkömmlichen Endmaßen oder aber die genaue Kenntnis über die Rauheiten der Oberflächen, eventuelle auf der Oberfläche aufliegende Schichten und der Materialparameter erforderlich. Für die Messung von Längendifferenzen spielen die Oberflächeneffekte durch Rauheit und Phasensprung bei der Reflexion eine untergeordnete Rolle, so dass die Messunsicherheit gegenüber der absoluten Längenmessung deutlich reduziert werden kann. Das beidseitig antastende Interferometer bietet für die Bestimmung der thermischen Ausdehnung einer Probe deutliche Vorteile gegenüber der einseitig antastenden Messung, da sich die Proben im

freien Zustand ungehindert ausdehnen können und keine Längenfehler aufgrund einer Plattendurchbiegung durch unterschiedliche Wärmeausdehnung der Anschubplatte und der Probe entstehen können. Für die Messung der Langzeitstabilität verschiedener Materialien müssen die Proben bei einer beidseitig antastenden Messung außerdem nicht dauerhaft angeschoben gelagert werden, um vergleichbare Ergebnisse zu ermöglichen.

Das in Kapitel 3.2 beschriebene für das beidseitig antastende Interferometer entwickelte Justageverfahren führt zu einer Messunsicherheit aufgrund von schräg zur Probe verlaufenden Strahlen von weniger als $2,2 \cdot 10^{-4}$ nm pro Millimeter Endmaßlänge. Bei einer maximal möglichen im BOA messbaren Probenlänge von 500 mm beträgt dieser Unsicherheitsbeitrag also maximal 0,11 nm und ist damit als unkritisch anzusehen. Potential zur weiteren Reduzierung der Gesamtunsicherheit ergibt sich neben den Rauheiten und dem Phasensprung bei der Reflexion für die Bestimmung der Interferenzbruchteile. Zwar konnte der Einfluss von Störinterferenzen durch die geeigneten Ausrichtung der leicht keilförmigen Strahlteilerplatten und Vakuumfenster reduziert werden, eine weitere Reduzierung der Vibrationen im Interferometer könnte aber die Unsicherheit der Interferenzbruchteilbestimmung noch weiter verringern. Eine Reduzierung der Messunsicherheit für den Einfluss von Wellenfrontaberrationen könnte über die Nutzung eines für die verwendeten Wellenlängen optimierten asphärischen Kollimators erzielt werden. Ein großer Anteil zur Messunsicherheit ist jedoch aufgrund des Optikfehler des oberen Strahlteilers gegeben, der sich mit Hilfe einer Leermessung nicht korrigieren lässt. Eine Verbesserung der Ebenheit des Strahlteilers auf deutlich unter $\lambda/50$ dürfte sich schwierig gestalten. Weitere Untersuchungen zum Einfluss der Wellenfrontaberrationen auf die gemessene Probenlänge, beispielsweise über die Messung von Planparallelplatten bekannter Topographie an verschiedenen Positionen zwischen den unteren Strahlteilern könnten aber helfen, den Einfluss der Wellenfrontaberrationen des oberen Strahlteilers besser abschätzen zu können.

Im Vergleich zum Prototypen des beidseitig antastenden Interferometers (siehe [Abd12a]) konnte die Messunsicherheit für das in dieser Arbeit vorgestellte beidseitig antastende Interferometer deutlich reduziert werden. So beträgt die kombinierte Standardunsicherheit für ein 100 mm Stahlendmaß aufgrund des großen thermischen Ausdehnungskoeffizienten und den großen Einfluss der Unsicherheiten der Phasenkorrektur 10,6 nm. Für den Prototypen lag die Unsicherheit noch bei 18,0 nm. Insbesondere konnte durch das neue

Temperaturmesssystem mit einer Kombination aus Widerstandsthermometer und Thermoelementen und durch die Temperaturstabilisierung mit wasserdurchflossenen Schläuchen rund um den Kessel die Messunsicherheit durch thermische Effekte deutlich reduziert werden. Die Möglichkeit der Evakuierung des Kessels führt außerdem zu einer deutlich reduzierten Unsicherheit bei der interferometrisch gemessenen Weglängendifferenz, da anstatt der Berechnung der Luftbrechzahl die direkte Verwendung der Vakuumwellenlängen erfolgen kann. Auch der Einfluss von Wellenfrontaberrationen konnte im Vergleich zum Prototypen auf etwa $1/5$ reduziert werden, was zum einen durch die qualitativ hochwertigeren Optiken und zum anderen durch das entwickelte Korrekturverfahren mittels Leermessung bedingt ist. Durch die Verwendung einer Kamera mit höherer Auflösung und einer verbesserten Zentrumsfindung gegenüber dem Prototypen wurde außerdem der Einfluss der nicht-Parallelität des Endmaßes auf die gemessene Probenlänge verringert.

Die vorliegenden Ergebnisse haben gezeigt, dass das beidseitig antastende Interferometer das Potential besitzt durch Anschübe entstehende Einwirkungen auf die Probenlänge zu umgehen. Um die absolute Länge von prismatischen Körpern zu bestimmen sind allerdings umfangreichere Voruntersuchungen notwendig, um Material- und Oberflächeneigenschaften in ausreichendem Maße berücksichtigen zu können. Als Bonus ergibt sich dann eine ungestörte Längentopographie der Probe. Einen vollständigen Ersatz für die im laufenden Kalibrierbetrieb verwendeten einseitig antastenden Interferometer stellt das beidseitig antastende Interferometer aufgrund der Voruntersuchungen also nicht dar. Vielmehr eignet es sich neben der Messung der thermischen Ausdehnung für Spezialaufgaben wie für die Längenmessung nicht anschiebbarer Probenkörper oder Untersuchungen der Langzeitstabilität neu entwickelter Materialien.

Anhang

A.1 Interferenzkontrast bei einer Dreistrahlin- terferenz

Der Übersichtlichkeit halber wurden für die folgenden Berechnungen die Proportionalitätsfaktoren =1 gesetzt, so dass gilt: $A^2 = I$

$$E_1 = A_1 e^{i\Phi_1} \quad (\text{A.1})$$

$$E_2 = A_2 e^{i\Phi_2} \quad (\text{A.2})$$

$$E_3 = A_3 e^{i\Phi_3} \quad (\text{A.3})$$

$$E = E_1 + E_2 + E_3 = A e^{i\Phi} = A(\cos \Phi + i \sin \Phi) \quad (\text{A.4})$$

$$A = \sqrt{(\operatorname{Re} E)^2 + (\operatorname{Im} E)^2} \quad (\text{A.5})$$

$$\Phi = \arctan \frac{\operatorname{Re} E}{\operatorname{Im} E} \quad (\text{A.6})$$

$$\operatorname{Re} E = A_1 \cos \Phi_1 + A_2 \cos \Phi_2 + A_3 \cos \Phi_3 \quad (\text{A.7})$$

$$\operatorname{Im} E = A_1 \sin \Phi_1 + A_2 \sin \Phi_2 + A_3 \sin \Phi_3 \quad (\text{A.8})$$

$$\begin{aligned} A^2 &= A_1^2 \cos^2 \Phi_1 + A_2^2 \cos^2 \Phi_2 + A_3^2 \cos^2 \Phi_3 \\ &\quad + 2A_1 A_2 \cos \Phi_1 \cos \Phi_2 + 2A_1 A_3 \cos \Phi_1 \cos \Phi_3 + 2A_2 A_3 \cos \Phi_2 \cos \Phi_3 \\ &\quad + A_1^2 \sin^2 \Phi_1 + A_2^2 \sin^2 \Phi_2 + A_3^2 \sin^2 \Phi_3 \\ &\quad + 2A_1 A_2 \sin \Phi_1 \sin \Phi_2 + 2A_1 A_3 \sin \Phi_1 \sin \Phi_3 + 2A_2 A_3 \sin \Phi_2 \sin \Phi_3 \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

$$\begin{aligned} &= A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 + 2A_1 A_2 \cos(\Phi_1 - \Phi_2) \\ &\quad + 2A_1 A_3 \cos(\Phi_1 - \Phi_3) + 2A_2 A_3 \cos(\Phi_2 - \Phi_3) \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

$$\begin{aligned} &\quad \text{mit } \cos(x - y) = \cos x \cos y + \sin x \sin y \\ &= I_1 + I_2 + I_3 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Phi_1 - \Phi_2) + 2\sqrt{I_1 I_3} \cos(\Phi_1 - \Phi_3) \\ &\quad + 2\sqrt{I_2 I_3} \cos(\Phi_2 - \Phi_3) \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

mit $I_0 = I_1 + I_2$:

$$= I_0 \left[1 + \underbrace{\frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}}_{\gamma} \cos(\phi_1 - \phi_2) + \frac{I_3}{I_1 + I_2} + \frac{2\sqrt{I_1 I_3}}{I_1 + I_2} \cos(\phi_1 - \phi_3) \right. \\ \left. + \frac{2\sqrt{I_2 I_3}}{I_1 + I_2} \cos(\phi_2 - \phi_3) \right] \quad (\text{A.12})$$

$$I_3 = I_1/100$$

$$= I_0 \left[1 + \gamma \cos(\phi_1 - \phi_2) + \frac{I_1}{100(I_1 + I_2)} \right. \\ \left. + \frac{2\sqrt{I_1 \cdot I_1/100}}{I_1 + I_2} \cos(\phi_1 - \phi_3) + \frac{2\sqrt{I_2 I_1/100}}{I_1 + I_2} \cos(\phi_2 - \phi_3) \right] \quad (\text{A.13})$$

für $I_1 = I_2$ lässt sich abschätzen:

$$= I_0 \left[\underbrace{1 + \underbrace{\gamma}_{=1} \cos(\phi_1 - \phi_2)}_{\text{Zweistrahlint interferenz}} + \underbrace{\frac{1}{200} + \frac{2(I_1/10)}{2I_1} \underbrace{[\cos(\phi_1 - \phi_3) + \cos(\phi_2 - \phi_3)]}_{\leq 2}}_{\substack{= \frac{1}{10} \\ \text{Beitrag durch Störstrahl}}} \right] \quad (\text{A.14})$$

Literaturverzeichnis

- [Abd10] A. Abdelaty, A. Walkov, A. Abou-Zeid und R. Schödel. “PTB’s Prototype of a Double Ended Interferometer for Measuring the Length of Gauge Blocks”. In *Simposio de Metrología*, 2010.
- [Abd12a] A. Abdelaty. *Development of a Double-Ended Gauge Block Interferometer for Measurement of the Absolute Length*. Dissertation, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 2012.
- [Abd12b] A. Abdelaty, A. Walkov, P. Franke und R. Schödel. “Challenges on double ended gauge block interferometry unveiled by the study of a prototype at PTB”. *Metrologia*, 49 (3), (2012), S. 307.
- [Air45] G. B. Airy. “On the flexure of a uniform bar supported by a number of equal pressures at equi-distant points”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 6, (1845), S. 143.
- [Alt48] T. K. W. Althin. *C.E. Johansson, 1864-1943: The Master of Measurement*. Stockholm, 1948.
- [Ben64] J. M. Bennett. “Precise Method for Measuring the Absolute Phase Change on Reflection”. *Journal of the Optical Society of America*, 54 (5), (1964), S. 612–624. URL <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=josa-54-5-612>.
- [Ber93] L. Bergmann, C. Schaefer und H. Niedrig. *Lehrbuch der Experimentalphysik, Band 3, Optik*. Gruyter, 1993.
- [Bes39] F. Bessel. *Darstellung der Untersuchungen und Maaßregeln, welche, in 1835 bis 1838, durch die Einheit des Preußischen Längenmaaßes veranlaßt worden sind. Beilage I. Einfluss der Schwere auf die Figur eines, auf zwei Punkten von gleicher Höhe aufliegenden Stabes.*, 1839.

- [BIP06] “SI Brochure, Section 2.1.1.1”, 2006. Abgefufen am 08.12.2015, URL http://www.bipm.org/utils/common/pdf/si_brochure_8_en.pdf.
- [Bla89] W. Blanke. *Die Internationale Temperaturskala von 1990: ITS-90*. Physikalisch-Technische Bundesanstalt. Wirtschaftsverlag NW, Verlag für Neue Wissenschaft, Braunschweig, 1989.
- [Bön98a] G. Bönsch. “Gauge blocks as length standards measured by interferometry or comparison: length definition, traceability chain, and limitations”. *Proceedings of SPIE*, 3477, (1998), S. 199–210.
- [Bön98b] G. Bönsch. “Interferometric calibration of an integrating sphere for determination of the roughness correction of gauge blocks”. *Proceedings of SPIE*, 3477, (1998), S. 152–160.
- [Bön01a] G. Bönsch. “Automatic gauge block measurement by phase stepping interferometry with three laser wavelengths”. *Proceedings of SPIE*, 4401, (2001), S. 1–10.
- [Bön01b] G. Bönsch, H.-J. Schuster und R. Schödel. “Hochgenaue Temperaturmessung mit Thermoelementen”. *Technisches Messen*, 68, (2001), S. 550–557.
- [Bru55] C. F. Bruce. “The effects of collimation and oblique incidence in lengths interferometers. I”. *Australian Journal of Physics*, 8, (1955), S. 224–240.
- [Buc12] Z. Buchta, Š. Řeřucha, B. Mikel, M. Čížek, J. Lazar et al. “Novel Principle of Contactless Gauge Block Calibration”. *Sensors*, 3.
- [Bur03] Bureau International des Poids et Mesures. “Mise en pratique 2003, Iodine ($\lambda \approx 633$ nm)”, 2003. URL http://www.bipm.org/utils/common/pdf/mep/M-e-P_I2_633.pdf.
- [Bur07] Bureau International des Poids et Mesures. “Recommended values of standard frequencies for applications including the practical realization of the metre and secondary representations of the definition of the second”, 2007. URL https://www.bipm.org/utils/common/pdf/mep/M-e-P_I2_532.pdf.

- [Bur16] Bureau International des Poids et Mesures. “Practical realizations of the definitions of some important units”, 2016. URL <http://www.bipm.org/en/publications/mises-en-pratique/standard-frequencies.html>.
- [Can51] C. Candler. *Modern Interferometers*, Kapitel 8, S. 199–202. London, Hilger and Watts, 1951.
- [Car66] P. Carré. “Installation et utilisation du comparateur photoélectrique et interférentiel du Bureau International des Poids et Mesures”. *Metrologia*, 2 (1), (1966), S. 13.
- [Cor00] P. Cordiale, G. Galzerano und H. Schnatz. “International comparison of two iodine-stabilized frequency-doubled Nd:YAG lasers at $\lambda = 532$ nm”. *Metrologia*, 37 (2), (2000), S. 177. URL <http://stacks.iop.org/0026-1394/37/i=2/a=11>.
- [Cor14] Corning. *Corning® HPFS® 7979, 7980, 8655 Fused Silica; Optical Materials Product Information; Specialty Materials Division*, 2014.
- [Dec97a] J. Decker und J. R. Pekelsky. “Gauge block calibration by optical interferometry at the National Research Council Canada”, 1997.
- [Dec97b] J. E. Decker und J. R. Pekelsky. “Uncertainty evaluation for the measurement of gauge blocks by optical interferometry”. *Metrologia*, 34 (6), (1997), S. 479.
- [Dec03] J. E. Decker, R. Schödel und G. Bönsch. “Next generation Kösters Interferometer”. *Proceedings of SPIE*, 5190, (2003), S. 14–23.
- [Dec04a] J. E. Decker, R. Schödel und G. Bönsch. “Considerations for the evaluation of measurement uncertainty in interferometric gauge block calibration applying methods of phase step interferometry”. *Metrologia*, 41 (3), (2004), S. L11.
- [Dec04b] J. E. Decker, R. Schödel und G. Bönsch, Hg. *Overview of measurement uncertainty analyses for gauge block calibration*, Proceedings of ASPE Summer Topical Meeting 2004 on “Uncertainty Analysis in Measurement and Design”. State College, Pennsylvania, USA, 2004.

- [Dem13] W. Demtröder. *Experimentalphysik 2*, Band 6. Auflage. Springer-Lehrbuch, 2013.
- [Doi95] T. Doiron und J. Beers. *The gauge block handbook*, 1995. URL <https://www.nist.gov/publications/gage-block-handbook>.
- [Dor72] K. Dorenwendt. “Interferentielle Messung von nicht angeschobenen Endmaßen”. Technischer Bericht, PTB Annual Report, 1972.
- [Eic15] H. J. Eichler und J. Eichler. *Laser*. Springer Vieweg, 8. Auflage, 2015.
- [Ein16] “Gesetz über die Einheiten im Messwesen und die Zeitbestimmung (Einheiten- und Zeitgesetz - EinhZeitG)”, 2016. URL https://www.gesetze-im-internet.de/me_einhg/BJNR007090969.html.
- [Fra10] P. Franke und R. Schödel. “Interferometrische Kalibrierung von Parallelendmaßen”. *PTB Mitteilungen*, 1, (2010), S. 16–22.
- [Gra12] T. Granlund und G. D. Team. *The GNU Multiple Precision Arithmetic Library*, 2012.
- [Har59] P. Hariharan und D. Sen. “New Gauge Interferometer”. *Journal of the Optical Society of America*, 49 (3), (1959), S. 232–234.
- [Int98] International Organization for Standardization (ISO), ISO 3650-1978 (E). “ISO Standards Handbook33:Applied Metrology Limits, Fits and Surface Properties”, 1998. 1st ed.
- [Ish98a] Y. Ishii. “Phase correction in measurement of gauge blocks using a new double-ended interferometer”. In J. E. D. . N. Brown, Hg., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Band 3477 von *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, S. 173–180, 1998.
- [Ish98b] Y. Ishii und S. Seino. “New method for interferometric measurement of gauge blocks without wringing onto a platen”. *Metrologia*, 35 (2), (1998), S. 67.
- [JCG08] JCGM. “Evaluation of measurement data - Guide to the expression of uncertainty in measurement”, 2008. Joint Committee for Guides in Metrology, URL http://www.bipm.org/utils/common/documents/jcgm/JCGM_100_2008_E.pdf.

- [Kha99] V. M. Khavinson. “Ring Interferometer for Two-Sided Measurement of the Absolute Lengths of End Standards”. *Applied Optics*, 38 (1), (1999), S. 126–135.
- [Kur06] Y. Kuriyama, Y. Yokoyama, Y. Ishii, J. Ishikawa und H. Makino. “Development of a New Interferometric Measurement System for Determining the Main Characteristics of Gauge Blocks”. *CIRP Annals - Manufacturing Technology*, 55 (1), (2006), S. 563 – 566.
- [Las15] A. Lassila und V. Byman. “Wave front and phase correction for double-ended gauge block interferometry”. *Metrologia*, 52 (5), (2015), S. 708.
- [Lea93] R. K. Leach. “Investigation into the measurement of the wringing effect and the phase shift at reflection applied to the accurate measurement of end standards”. *MSc feasibility study, Brunel University*.
- [Lea98] R. K. Leach. “Measurement of a correction for the phase change on reflection due to surface roughness”. In j. E. Decker und N. Brown, Hg., *Recent Developments in Optical Gauge Block Metrology*, Band 3477 von *Proceedings of the SPIE*, S. 138–151, 1998.
- [Lew93] A. J. Lewis. *Absolute length measurement using multiple-wavelength phase-stepping interferometry*. Dissertation, University of London, 1993.
- [Mai16] T. Mai. *Aufbau und Simulation des Kugelinterferometers II der PTB*. Dissertation, 2016.
- [Mes08] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Vieweg und Teubner, 3. Auflage, 2008.
- [Mic81] A. A. Michelson. “The relative motion of the earth and the luminiferous ether”. *American Journal of Science*, 22, (1881), S. 120–129.
- [Pop15] V. L. Popov. *Qualitative Behandlung eines adhäsiven Kontaktes*, S. 27–41, 2015.
- [Ren08] D. Ren, K. M. Lawton und J. A. Miller. “A double-pass interferometer for measurement of dimensional changes”. *Measurement Science and Technology*, 19 (2), (2008), S. 025303.

- [Rol29] F. Rolt und H. Barrell, Hg. *The Difference between the Mechanical and Optical Lengths of a Steel End-Gauge*, Band 122. The Royal Society, 1929.
- [Sch04a] R. Schödel und G. Bönsch. “Highest-Accuracy Interferometer Alignment by Retroreflection Scanning”. *Applied Optics*, 43 (31), (2004), S. 5738–5743.
- [Sch04b] R. Schoedel und J. E. Decker. “Methods to recognize the sample position for most precise interferometric length measurements”, 2004.
- [Sch07] R. Schödel. “Compensation of wavelength dependent image shifts in imaging optical interferometry”. *Applied Optics*, 46 (30), (2007), S. 7464–7468.
- [Sch08] R. Schödel. “Ultra-high accuracy thermal expansion measurements with PTB’s precision interferometer”. *Measurement Science and Technology*, 19 (8), (2008), S. 084003.
- [Sch09] R. Schödel. *Handbook of Optical Metrology: principles and applications*, Kapitel 15: Length and Size. University, Japan, CRC Press, Taylor & Francis Group, 2009.
- [Sch10] R. Schödel und A. Walkov. “Das neu aufgebaute Ultrapräzisionsinterferometer”. *PTB Mitteilungen*, 1, (2010), S. 11–15.
- [Sch12] R. Schödel, A. Walkov, M. Zenker, G. Bartl, R. Meeß et al. “A new Ultra Precision Interferometer for absolute length measurements down to cryogenic temperatures”. *Measurement Science and Technology*, 23 (9), (2012), S. 94004–94022.
- [Sch15] R. Schödel. “Utilization of coincidence criteria in absolute length measurements by optical interferometry in vacuum and air”. *Measurement Science and Technology*, 26 (8), (2015), S. 084007.
- [Sch16] R. Schödel. “Interferometrie - Wie entlocke ich dem Licht eine Länge?” *PTB Mitteilungen*.
- [Spo14] R. Spolaczyk, A. Nicolaus und A. Peter. “Improvements in illumination of the Avogadro sphere interferometer”. In *29th Conference on*

- Precision Electromagnetic Measurements (CPEM 2014)*, S. 394–395, 2014.
- [Str16] H. Straube und C. Hell. “High accuracy refractive index measurement system for germanium and silicon using the channelled spectrum method in the range of 3 to 15 μm ”, 2016. URL <http://dx.doi.org/10.1117/12.2238662>.
- [Tan96] S. Tang. “Self-calibrating five-frame algorithm for phase-shifting interferometry”. In M. Kujawińska, R. J. Pryputniewicz, and M. Takeda, Hg., *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Band 2860 von *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, S. 91–98, 1996.
- [Thw78] E. G. Thwaite. “Phase Correction in the Interferometric Measurement of End Standards”. *Metrologia*, 14 (2), (1978), S. 53.
- [Tit00] A. Titov, I. Malinovsky und C. A. Massonne. “New approach in interferometric length measurements”. In *Proc. XVI IMEKO World Congress*, S. 309–314. Vienna, 2000.
- [Tit03] A. Titov, I. Malinovsky, C. A. Massone, M. Kleinke und M. E. R. Dotto. “Wringing deformation and roughness aspects in optical length measurement”. In *XVII IMEKO World Congress*. Dubrovnic, Croatia, 2003.
- [Vuy93] G. Vuye. “Temperature dependence of the dielectric function of silicon using in situ spectroscopic ellipsometry”. *Thin Solid Films*, 233, (1993), S. 166–170.
- [Wed10] M. Wedde, K. Meiners-Hagen und A. Abou-Zeid. “Interferometrische Kalibrierung von Strichmaßen, Laserinterferometern und Entfernungsmessgeräten: Die geodätische Basis der PTB”. *PTB Mitteilungen*, (2), (2010), S. 120–123. URL http://www.ptb.de/cms/fileadmin/internet/publikationen/ptb_mitteilungen/mitt2010/Heft2/PTB-Mitteilungen_2010_Heft_2.pdf.
- [Win] URL <http://www.winterseo.com/brochures/M100%20Brochure.pdf>.

- [Yos92] H. Yoshimura, T. Asakura und N. Takai. “Spatial coherence properties of light from optical fibres”. *Optical and Quantum Electronics*, 24 (6), (1992), S. 631–646.